ACTA PHYSICA AUSTRIACA

UNTER MITWIRKUNG DER

ÖSTERREICHISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

HERAUSGEGEBEN VON

FRITZ REGLER UND HANS THIRRING
WIEN WIEN

SCHRIFTLEITUNG

PAUL URBAN
GRAZ

13. BAND 2.—3. HEFT

MIT 74 ABBILDUNGEN
(AUSGEGEBEN IM MAI 1960)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1960

Acta Phys. Austr.

Die **Acta Physica** erscheinen zwanglos nach Maßgabe der einlaufenden Arbeiten in Heften wechselnden Umfanges, die zu Bänden von 400 bis 500 Seiten vereinigt werden. Arbeiten können in den Sprachen der internationalen Kongresse erscheinen.

Manuskripte sind entweder an die Schriftleitung der „Acta Physica Austriaca", Prof. Dr. PAUL URBAN, Graz, Universitätsplatz 5, oder an den Springer-Verlag, Wien I., Mölkerbastei 5, zu richten; **alle geschäftlichen Mitteilungen** an den Springer-Verlag, Wien I., Mölkerbastei 5, Tel. 63 96 14 Serie Telegrammadresse: Springerbuch Wien.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 100 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können maximal weitere 100 Separata zum angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Allgemeine Richtlinien für die Abfassung von Beiträgen: Die Arbeit soll klar und verständlich geschrieben sein. Es ist Rücksicht auf jene Leser zu nehmen, die nicht mit demselben Problem vertraut sind. Auch ohne übermäßige und nicht verantwortbare Breite der Darstellung kann häufig ein eingefügter kleiner Satz dem Leser eine Stunde Nachdenken ersparen. Jede Niederschrift soll ein Ringen um das richtige Wort an der richtigen Stelle sein. Die Herausgeber erachten es als ihre Pflicht, Abhandlungen, die nach ihrem Dafürhalten den üblicherweise zu stellenden Anforderungen in dieser Hinsicht nicht voll entsprechen, zur Umarbeitung zurückzusenden.

Umfang: Obere Grenze etwa ein Druckbogen; längere Abhandlungen sind zu unterteilen.

Äußere Form: Maschinenschrift; einseitig beschriebene, fortlaufend bezifferte Blätter, linksseitig mit breitem freiem Rand.

Titelkopf: Titel der Arbeit (soll bereits unmißverständlich kennzeichnend für den behandelten Gegenstand sein). Darunter der Name des Verfassers mit ausgeschriebenem Vornamen. Darunter Angabe des Institutes, aus dem die Arbeit stammt, oder Privatanschrift des Verfassers; darunter „Mit ... Abbildungen".

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

13. Band/2.—3. Heft **Inhaltsverzeichnis**

Seite

Reeger, E. Das atmosphärische Aerosol 161
Stetter, G. Die Kohlensäurekerne 185
Schedling, J. A. Über das langlebige radioaktive Aerosol 207
Steinmaurer, R. Die kosmische Strahlung im Internationalen Geophysikalischen Jahr 224
Ambach, W. Studium des Wärmehaushaltes im Grönländischen Inlandeis . . 231
Kolb, J. Neue Ergebnisse in Physik und Anwendung des Ultraschalls . . . 234
Cap, F. und E. Hofinger. Über einige Klassen von stationären, zweidimensionalen Lösungen der Magnetogasdynamik 262
Straubel, H. Die Stabilisierung elektrisch geladener Teilchen in Wechselfeldern 265
Klaudy, P. Metallische Leiter hoher Stromdichte mit Kühlung und nach dem „Prinzip des Leiterersatzes" zur Herstellung starker magnetischer Felder 274
Birgfellner, H. Beitrag zum Exoelektronenproblem 293
Kohlmayr, G. F. Die GREENsche Funktion zum Integrodifferentialoperator der stationären Neutronentransporttheorie 300
Pietschmann, H. Zur Erklärung der Elektron-Myon Massendifferenz . . . 315
Tisljar-Lentulis, G. Über die Bestrahlung des zentralen Nervensystems von Ratten mit 900-MeV-alpha-Teilchen des 184-Zoll-Zyklotrons in Berkeley, Kalifornien 318
Pottsepp, L. and M. Z. v. Krzywoblocki. On the Application of the Stability Theory of Differential Systems to the Stability of Motion of a Missile . . 321
Buchbesprechungen 339

Das atmosphärische Aerosol*

Ein Überblick

Von

E. Reeger

I. Physikalisches Institut der Universität Wien

Mit 5 Abbildungen

(*Eingegangen am 21. März 1960*)

Zusammenfassung

Einteilung der Aerosolteilchen nach verschiedenen Gesichtspunkten möglich: a) Größe, b) Herkunft, Zusammensetzung, c) Entstehung, d) Bedeutung, Wirkung, e) Unters.-Methoden (Meßgeräte). Die Größenklassen: die Klein-Ionen mit Radien unter 0,1 mμ; die Aitkenteilchen bis 100 mμ; die großen Teilchen bis 1 μ; die Riesenteilchen bis 10 μ. Für luftelektrische Vorgänge sind fast nur die ersten zwei Klassen, für Meteorologie, Hygiene, Trübung fast nur die letzten zwei Klassen wichtig. Nach P. Hess werden die „großen Teilchen" und die „Riesenteilchen" langsamer aus der Atmosphäre entfernt als Teilchen oberhalb und unterhalb dieses Größenbereiches. Von dem natürlichen Aerosol ist der extraterrestrische Anteil quantitativ unerheblich; vom terrestrischen Anteil entstammt der maritime fast nur dem Meerwasser, der kontinentale ist teils anorganisch (Verwitterung, Vulkanismus), teils organisch (tierisch, pflanzlich). Beim künstlichen (anthropogenen) Aerosol scheint es heute zweckmäßig, zu unterscheiden zwischen dem radioaktiven (durch Uranabbau, Reaktorbetrieb, Atombomben) und den übrigen (durch Verkehr, Verbrennung, industrielle Produktion). Die Aerosolteilchen entstehen teils durch Aufbau (Kondensation, Sublimation), teils durch Abbau (Verwitterung, Meerwasserversprühung), teils durch Koagulation („Mischteilchen"). In die Stratosphäre gelangte Teilchen (Atombomben, Vulkanausbrüche) können sich dort jahrelang halten. Visuelle Beobachtungen der Lufttrübung durch Siedentopf und Reeger aus dem Flugzeug mit gleichzeitiger Staubprobenentnahme zeigen deutliche, doch nicht zu enge Relationen zwischen Trübung und Staubzahlen: während die visuelle Trübung in einer bestimmten Höhe (die im Sommer viel größer ist als im Winter) fast auf Null sinkt, zeigen die Staubzahlen eine eher stetige, im Mittel genähert *exponentielle* Abnahme mit der Höhe. Von denselben Autoren wurden auch Messungen der Streufunktion durchgeführt: einerseits in der Atmosphäre am natürlichen Aerosol, andererseits im Laboratorium an künstlichem Nebel und Rauch.

---

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

Der Begriff des atmosphärischen Aerosols

Es scheint zweckmäßig, diese einleitende Übersicht, die bei der Beschränktheit des zur Verfügung stehenden Raumes naturgemäß lückenhaft bleiben muß, mit einer genauen Abgrenzung des *Begriffs* „atmosphärisches Aerosol" zu beginnen.

Chr. Junge [9] teilt die unsere Atmosphäre zusammensetzenden Stoffe ein in *permanente Bestandteile* und *Spurensubstanzen*. Die permanenten Bestandteile sind alle Stoffe, die in ständig gleichbleibenden Anteilen vorkommen, außerdem noch der Wasserdampf. Sie sind alle gasförmig: Stickstoff, Sauerstoff, Wasserdampf, die Edelgase von Neon bis Xenon.

Die Spurensubstanzen: alle Stoffe mit zeitlich wechselnden Anteilen (mit Ausnahme des Wasserdampfes). Diese Spurensubstanzen sind zum Teil gasförmig (Kohlensäure, Ozon, Stickoxyde, Ammoniak, Schwefeldioxyd, Chlor, Chlorwasserstoff, Methan, Formaldehyd); der andere Teil ist teils flüssig, teils fest, teils gemischt und bildet das atmosphärische Aerosol.

Die Verhältnisse im untersten Teil der Atmosphäre, der Troposphäre, sind für uns von besonderem Interesse. Die Vorgänge in der Stratosphäre sind von denen der Troposphäre weitgehend verschieden und unabhängig, aber keineswegs von ihnen gänzlich zu trennen. Es können z. B. bei atomaren Explosionen oder bei besonders heftigen Vulkanausbrüchen große Teilchenmassen in die Stratosphäre gelangen, um erst nach langer Zeit bei besonderen Wetterlagen in die Troposphäre zurückzukehren.

Die Einteilung der Aerosol-Teilchen

Eine Einteilung der Aerosolteilchen ist nach verschiedenen Gesichtspunkten möglich:

1. nach ihrer Größe, also: Durchmesser, Volumen, Masse.

2. nach Herkunft und Zusammensetzung: das Aerosol kann sein ein *natürliches* oder

eines, das auf die Tätigkeit des Menschen zurückgeht, ein *künstliches, anthropogenes*. Bei dem anthropogenen Aerosol scheint es heute zweckmäßig, zu unterscheiden zwischen einer besonders wichtigen Untergruppe, nämlich dem in erster Linie im Zusammenhang mit der Kernspaltung entstehenden *radioaktiven* Aerosol, und dem *übrigen*, das durch Industrie, Verkehr usw. entsteht.

Das natürliche Aerosol kann sein *extraterrestrisch* und *terrestrisch*; das terrestrische kann sein *kontinental* und *maritim*.

3. nach der Entstehung: die A.-Teilchen können entstehen

durch Aufbau aus der Gasphase (sogenannte Initialkerne) und zwar durch Kondensation oder Sublimation;

oder durch Abbau (Dispersionskerne) und zwar durch Verwitterung (kontinental) oder Versprühung (maritim);

schließlich durch Koagulation kleinerer Teilchen (Koagulationskerne).

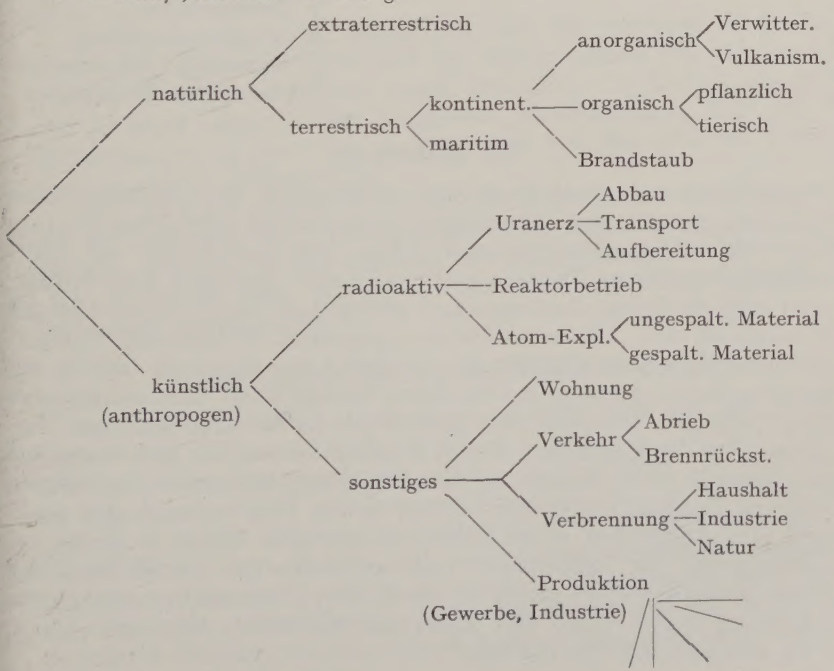
4. nach ihrer Bedeutung und Wirkung; diese kann liegen auf dem Gebiet der *Luftelektrizität*, der *Meteorologie* (Kondensation, Sublimation), der *Bioklimatik* und *Hygiene* (Staublunge, Licht- und UV-Schwächung, radioaktive Gefährdung) und der *atmosphärischen Optik* (Lichtabsorption, Lichtstreuung, Trübung).

5. nach der Untersuchungs- und Meßmethode, durch die sie erfaßt werden. Es gibt kein einziges Untersuchungs-, Meß- oder Zählgerät, das *alle* Teilchengrößen und -arten erfaßt. Es gibt vielmehr viele verschiedene solche Geräte, deren jedes einen bestimmten Teilbereich erfaßt, der meist durch die Teilchengröße, bei einigen außerdem durch andere Teilcheneigenschaften (Ladung, Zusammensetzung, Aggregatzustand) gegeben ist.

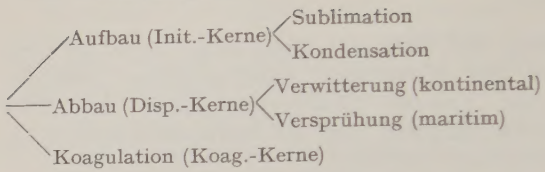
Die folgende Zusammenstellung gibt eine bessere Übersicht und soll, soweit für das bessere Verständnis zweckmäßig, im späteren Text noch erläutert werden:

1. *Größe* (Radius, Volumen, Masse): Kleinionen; Aitkenteilchen (Großionen); große Teilchen; Riesen-Teilchen

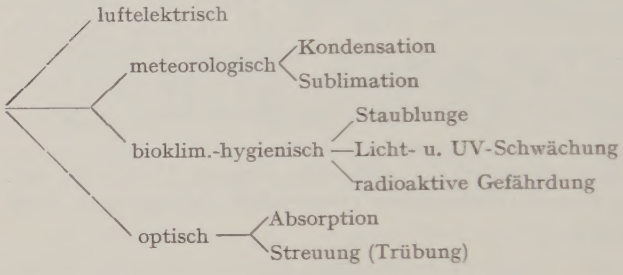
2. *Herkunft, Zusammensetzung:*



3. *Entstehung:*



4. *Bedeutung, Wirkung:*



5. *Untersuchungsmethoden (Meßgeräte):*

- Kernzähler
- Konimeter
- Tyndalloskop
- Staubzentrifuge
- Sedimentation
- Flammenphotometer
- Thermischer Präzipitator
- Elektrostat. Präzipitator

Die Klein-Ionen

Auf dem untersten Ende der Größenskala der Aerosolteilchen stehen die Klein-Ionen. Wenn unter dem Einfluß ionisierender Strahlung (wie: kurzwellige Sonnenstrahlung, Höhenstrahlung) ein Luftmolekül in ein freies Elektron und den positiv geladenen Rest zerfällt, zieht jeder der beiden Ladungsträger eine geringe Anzahl (etwa 6 bis 30) Moleküle an sich. Die so gebildeten sogenannten Klein-Ionen sind verhältnismäßig lockere Gebilde, die vermutlich nur durch die Ladung zusammengehalten werden und bei deren Verlust sofort ihren Zusammenhang verlieren. Sie spielen eine große Rolle für die luftelektrischen Vorgänge. Für die Kondensation und Sublimation sind sie bedeutungslos; ihre Eignung für die Einleitung dieser Vorgänge tritt gegen die Eignung größerer Teilchen vollständig zurück; solche Teilchen sind aber praktisch stets vorhanden, es sei denn in sehr großen Höhen, in denen der Gesamtdruck der Atmosphäre und erst recht der Partialdruck des Wasserdampfes viel zu gering ist, als daß an Kondensation oder Sublimation zu denken wäre. Der Radius der Kleinionen liegt unter 1 mμ, etwa zwischen 0,3 und 0,8 mμ.

Die Aitken-Teilchen (Groß-Ionen)

An das Gebiet der Kleinionen schließt sich das der sogenannten Aitken-Teilchen; ihr Größenbereich liegt etwa zwischen 1 und 100 mμ. Sie sind auch ohne Ladung existenzfähig. Sind sie geladen, bezeichnet man sie als Groß-Ionen oder unterteilt sie in Mittel- und Groß-Ionen. Ihr Name rührt daher, daß dieses Größen-Intervall mit dem Arbeitsbereich des Aitken-Zählers, der von 1 bis etwa 200 mμ reicht, so ziemlich zusammenfällt. Dieses Gerät arbeitet (nach dem Prinzip der WILSON-Kammer) mit Kondensation von Wasserdampf an den Teilchen: es ergibt nur die Zahl der Kerne, liefert aber keinen Aufschluß über Größe und Beschaffenheit der Teilchen. Die Beantwortung der Frage nach dem physikalischen und dem chemischen Aufbau so kleiner Teilchen stößt naturgemäß auf sehr große Schwierigkeiten. Die Mikroskpie hilft kaum weiter: Für das Lichtmikroskop sind sie zu klein; die Elektronenmikroskopie ist untrennbar mit dem gerade für solche Untersuchungen sehr unangenehmen Umstand verbunden, daß das Untersuchungsmaterial einem hohen Vakuum ausgesetzt werden muß; das bedeutet aber gerade in diesem Falle einen tiefen und harten Eingriff in das Untersuchungsmaterial. Bei der geringen Menge des von einem Einzelteilchen zur Verfügung stehenden Materials stößt auch eine mikrochemische Analyse auf zu große Schwierigkeiten. So gibt es auf die Frage nach der chemischen Konstitution der Aitken-Kerne auch heute (dies gilt für die bis einschließlich 1958 erschienenen Arbeiten) noch keine sichere Antwort.

JUNGE [8], [9] weist darauf hin, daß die relativen Wachstumskurven der Aitken-Teilchen und der Riesenteilchen bei zunehmender relativer Feuchte weitgehend gleich verlaufen. Er hält es aus diesen und anderen Gründen für wenigstens wahrscheinlich, daß sich die Aitkenteilchen in ihrer Zusammensetzung von den größeren Teilchen *nicht wesentlich* unterscheiden.

Wie die Klein-Ionen, sind auch die Aitken-Kerne von Bedeutung für die Luftelektrizität, dagegen kaum für Kondensation und Sublimation; auch für sie gilt nämlich, daß so gut wie immer größere Teilchen vorhanden sind, die sich als Kondensations- und Sublimationskerne weit besser eignen.

Die Großen Teilchen und Riesen-Teilchen

An das Gebiet der Aitken-Kerne schließt sich das der „Großen Kerne" und „Riesen-Kerne" von 0,1 bis 1, bzw. von 1 bis 10 μ Radius. Dies ist ein besonders wichtiges Gebiet. Noch größere Teilchen spielen im allgemeinen wieder eine geringere Rolle; sie sind an sich schon weit seltener und sind überdies, wie später noch zu erörtern sein wird, in hohem Maße Auswaschungs- und Sedimentationsvorgängen ausgesetzt. (Übrigens gehen auch von den kleineren Teilchen, denen unter 0,1 μ, also *unter* den großen Kernen, mehr verloren als von den großen und den Riesen-Kernen, zwar nicht durch Auswaschung, aber durch Koagula-

tion mit größeren Teilchen; aber diese kleinen Teilchen sind wenigstens an sich sehr zahlreich!)

Es sind nun die großen und die Riesenkerne, die für die Wasser- und Eis-Ausscheidung die größte Rolle spielen. Sie weisen gegenüber den bisher erwähnten kleineren Teilchen zwei wichtige Unterschiede auf: 1. sie haben eine größere Trägheit im Vergleich zur Reibung der umgebenden Luft und folgen bei scharfen Strömungsänderungen nicht mehr genau den Strömungslinien; 2. sie sind so groß, daß im Lichtmikroskop schon Form und Struktur erkennbar sind, auf jeden Fall aber auch im Hellfeld das Einzelteilchen gut erkennbar ist. Diese zwei Punkte bedingen die Verwendbarkeit von Untersuchungsgeräten nach dem Konimeter-Prinzip für diese Teilchen (Konimeter, Owensscher Dust-Counter und andere).

Konimeter und verwandte Geräte

Das Prinzip dieser Geräte ist folgendes: ein abgemessenes Luftquantum wird mit nicht zu kleiner Geschwindigkeit durch eine runde oder auch spaltförmige Düse gesaugt; gleich nach der Düse trifft der Luftstrahl auf eine Auffangplatte, durch die er sehr plötzlich scharf umgelenkt wird; während die meisten der feineren Teilchen dieser Strömung folgen, treffen die größeren Teilchen infolge ihrer Trägheit auf die Platte und bleiben bei geeigneter Beschaffenheit (Präparation) der Oberfläche haften; nachher erfolgt Betrachtung und Zählung der Teilchen im Mikroskop.

In letzter Zeit wurden Geräte dieser Art weiter entwickelt zum Zweistufen- oder Mehrstufenkonimeter; als Beispiel sei das Dreistufen-Kontimeter von H.-W. Georgii beschrieben (siehe auch [5]):

Das Gerät hat drei Systeme „Düse-Auffangplatte", die nacheinander vom Gas durchströmt werden. Die Düsen sind nicht rund, sondern spaltförmig und in ihren Größen abgestuft: erst kommt die weiteste, zuletzt die engste, so daß das Gas bei jeder folgenden Düse schneller durchtritt, schärfer umgelenkt wird und feinere Teilchen abscheidet. Bei jeder Düse ist die Breite sowie der Plattenabstand regelbar, so daß man in gewissen Grenzen die Größenbereiche einstellen kann. Es ist anzunehmen, daß sich die Bereiche überlappen werden; aber eine gewisse Sonderung ist doch erreicht und auf jeden Fall vermeidet man den für das Zählen unangenehmen Mißstand, daß zu viele feinere Teilchen durch gröbere verdeckt werden.

Die Größenverteilung

Junge [9] stellte ein quantitatives Größenverteilungsgesetz auf. Es gilt zwar nur für einen Teilbereich, aber für einen besonders wichtigen: für die Radien zwar 0,1 und 10 μ, für die großen und die Riesen-Teilchen. Ist N die Zahl der Teilchen im cm^3 und bildet man das $N - r$-Diagramm (und zwar für beide Koordinaten logarithmisch), so verläuft die Kurve

zwischen 0,1 und 10 μ ziemlich linear. JUNGE drückt dies aus durch die Formel

$$\frac{dN}{d(\log r)} = \frac{\text{const}}{r^{\beta}}, \qquad \text{wobei } \beta = 3.$$

Man kann auch statt N das den einzelnen Größenbereichen zukommende Gesamtvolumen pro cm³ als Ordinate auftragen; da $r^{\beta} = r^3$ prop. dem Volumen, ergibt sich in diesem Diagramm zwischen 0,1 und 10 μ eine *horizontale* Gerade.

Diese Formel wurde von JUNGE allerdings nur für das kontinentale Aerosol aufgestellt. Das maritime Aerosol zeigt einen anderen Verlauf, wie z. B. Untersuchungen von WOODCOCK [19] zeigen. Auch in dem Bereich zwischen 0,1 und 10 μ ist die Kurve nicht linear, sondern nach unten gekrümmt. Sie fällt, verglichen mit der JUNGEschen Formel, links schon im Bereich der großen Teilchen stark ab. Besonders zu bemerken ist, daß die Zahl der Aitken-Kerne äußerst niedrig, manchmal praktisch Null ist.

Aber auch für das kontinentale Aerosol fällt die Kurve vom linearen Teil an beiden Seiten ab: sowohl von den kleineren, den Aitken-Teilchen, wie auch von den „makroskopischen" über 10 μ gibt es weniger, als dem linearen Gesetz entsprechen würde. Was die Aitken-Teilchen betrifft, so ist außerdem noch die interessante Tatsache festzuhalten, daß sie in ihrer Größe überhaupt nicht kontinuierlich verteilt sind, sondern einzelne diskrete Werte stark bevorzugen; ihre Größen bilden sozusagen ein Linienspektrum (siehe [9], S. 6). Es ergab sich dies aus Messungen der BROWNschen Bewegung und der Bewegung im elektrischen Feld an Einzelteilchen.

Dieses „Manko" sowohl an kleinen wie an ganz großen Teilchen kann mindestens zum Teil damit zusammenhängen, daß aus gleich zu erörternden Gründen gerade die großen und die Riesenteilchen sich länger in der Atmosphäre zu halten vermögen als die anderen.

Das Verschwinden der Teilchen aus der Atmosphäre

Wir wollen uns die Frage vorlegen, auf welche Weise ein Teilchen aus der Atmosphäre verschwinden kann (siehe auch [7]).

Es ist dies auf dreierlei Arten möglich:

1. Das Teilchen fällt durch seine eigene Schwere zu Boden („Sedimentation" oder „fall-out"). 2. Das Teilchen wird durch ein großes und daher rasch fallendes Niederschlagsteilchen (Regentropfen, Schneeflocke) mitgerissen („Auswaschung", „wash-out"). 3. Es kann selbst als Kondensationskern wirken oder mit einem bereits gebildeten Kondensat-Teilchen (Wolkenelement) koagulieren und später als Niederschlag zur Erde gelangen („Ausregnung", „rain-out"). (Es kann natürlich auch mit einem größeren, noch „trockenen" Teilchen koagulieren und ist damit zwar noch nicht aus der Atmosphäre entfernt, aber jedenfalls — was uns im Augenblick am meisten interessiert — als selbständiges Teilchen *seiner* Größenklasse verlorengegangen.)

Ad 1. (Sedimentation): Hier liefert uns das bekannte Stokessche Gesetz einen ausreichenden Anhaltspunkt. Es gilt streng zwar nur für Kugeln bekannter Dichte und Größe, läßt sich aber mit für unseren Zweck ausreichender Genauigkeit auch auf andere Fälle anwenden, wenn das Teilchen einigermaßen „gedrungen" gebaut ist, also nicht extreme Abweichungen in Richtung gegen Nadel- oder Blättchenform zeigt. Für die Dichte wollen wir annehmen, daß sie 1 nicht allzusehr überschreitet. Die Rechnung ergibt für ein Teilchen von 20 μ Radius eine Fallzeit von 0,45 Tagen aus 2000 m Höhe, für 10 μ 1,8 Tage und für 1 μ schon 168 Tage. In Anbetracht der Vertikalkomponenten der ständigen Strömungen in der Troposphäre können wir wohl abschätzen, daß erst für Teilchen über etwa 15 μ Radius die Sedimentation wirksam in Erscheinung treten wird, wobei die Zahl „15 μ" natürlich eine durchaus verschwommene Grenze darstellt.

Ad 2. (Auswaschung): Auch für die Mitnahme von Teilchen durch Regentropfen lassen sich quantitative Überlegungen anstellen, die sich am besten auf Untersuchungen und Rechnungen von Langmuir gründen. Rechnungen auf dieser Grundlage und unter plausiblen Voraussetzungen ergeben, daß von Teilchen über 5 μ Radius bei einem zweistündigen Regen von einer Niederschlagsdichte von 1 mm pro Stunde 85 bis 97% ausgewaschen werden, daß man also dort in der Nähe die Grenze zu suchen hat, über der der Auswasch-Effekt wirksam wird.

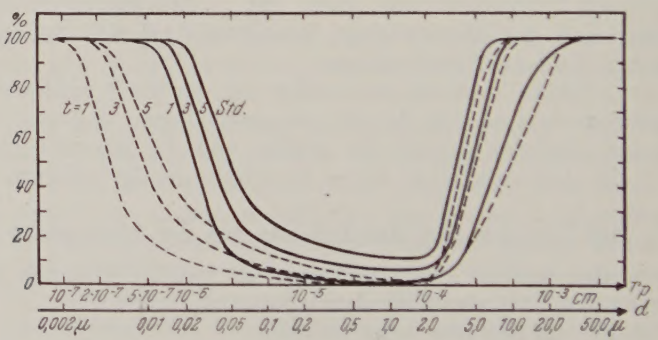


Abb. 1. Prozentsatz der durch Koagulation mit Wolkenelementen und durch Regen ausgefällten Partikel mit Radius r_p bzw. Durchmesser d (nach P. Hess)
Annahmen: Regendichte $R = 1$ mm/St., Turbulenzgröße $\omega = 10$ cm . sec^{-1}/cm, Zeit $t = 1, 3, 5$ Stunden, Wolkenelemente: Zahl $n_c = 350/\text{cm}^3$, Größe $r_c = 10\,\mu$ (————) $= 5\,\mu$ (— — — —)

Ad 3. (Koagulation): Bei der Koagulation mit größeren Teilchen sind nun gerade die kleinsten Teilchen am meisten bevorzugt; hier ist es die Brownsche Bewegung, die für die Wahrscheinlichkeit des Zusammentreffens mit einem größeren Teilchen maßgebend ist. Sie nimmt mit abnehmendem Radius stark zu. Mit Hilfe von durch R. Whytlaw-Gray und H. S. Patterson aufgestellten Formeln hat P. Hess auch

diesen Effekt quantitativ abgeschätzt und gibt in einem Diagramm (siehe [7], S. 69) das Ergebnis, zusammen mit dem bereits erörterten Ergebnis seiner Abschätzung der Auswaschung und der Sedimentation.

Der chemische Aufbau des Aerosols

Es ist hier von vornherein klar, daß wir diese Frage für das maritime und für das kontinentale Aerosol gesondert zu stellen haben. Was das kontinentale Aerosol betrifft, wird mit großer Wahrscheinlichkeit anzunehmen sein, daß sich auch hier systematische Unterschiede zeigen z. B. zwischen weit von größeren Städten entfernten Gegenden und dem Wirkungsbereich von Großstädten. In ersteren wird das Aerosol mehr dem natürlichen, vom Menschen nicht beeinflußten Aerosol ähneln, in letzteren wird es mehr typisch anthropogene Züge aufweisen.

Das maritime Aerosol entsteht so gut wie ausschließlich durch Versprühung des Meerwassers (der Mechanismus seiner Entstehung wird noch erörtert werden); bei scheinbaren Ausnahmen liegt meist der Verdacht einer verschleppten kontinentalen Beimengung nahe. Unter diesen Umständen ergibt sich die Frage, ob die chemischen Komponenten des maritimen Aerosols in jenen Anteilen vertreten sind, wie sie beim Meerwasser vorliegen. Hier bestehen Meinungsverschiedenheiten.

Facy [3] behauptet eine Zunahme des Mg-Anteils bei Teilchen, die durch das Zerplatzen von Blasen entstanden sind. (Nebenbei: Nach neuester Ansicht ist dies überhaupt der einzige Mechanismus der Entstehung von Teilchen aus dem Meerwasser.) Cauer [2] meint, daß die Teilchen durch Einwirkung des Ozons Chlor verlieren. Junge [9] hält diese Annahmen für noch nicht genügend gesichert. Er erklärt auch die von Rossby und Egner [16] festgestellte Abweichung im Na:Cl-Verhältnis in Regenwasser über Land durch kontinentale Na- und Cl-Quellen. Junge selbst ([9], S. 22) findet nach Messungen in Florida die richtigen Anteile von Na, Mg und Cl innerhalb seiner Meßgenauigkeit. Er verweist auch auf die von Gorham [6] in Regenwasser festgestellten „normalen" Na-, Mg- und Cl-Anteile: diese Messungen wurden in einer Gegend in Nordengland gemacht, in der die Luftmassen meist dem Atlantik entstammen und kaum vom europäischen Kontinent beeinflußt werden.

Die Teilchen des kontinentalen Aerosols sind gegenüber dem maritimen wesentlich vielfältiger nach Herkunft, Enstehung und Zusammensetzung. Dies gilt sogar für die Einzelteilchen, da die meisten von ihnen (wohl hauptsächlich durch Koagulation) Mischkerne sind, die sowohl schwerlösliche wie leichtlösliche Substanzen enthalten. Junge [8] konnte aus theoretischen Ableitungen zeigen, daß bei plausiblen Voraussetzungen solche Mischkerne bei niederer Feuchte nur geringes Wachstum zeigen und erst bei über 70% Feuchtigkeit allmählich in Lösungströpfchen übergehen. Er fand dies dann auch an realen Aerosolteilchen bestätigt. Der Mischkerncharakter ist vor allem

für die großen und die Riesenteilchen bewiesen, trifft aber mit hoher Wahrscheinlichkeit auch für die Aitkenteilchen zu.

Bei den maritimen Kernen ist der Gehalt an unlöslicher Substanz sehr gering. Die im maritimen Aerosol bei weitem überwiegenden Riesenkerne geben kaum Anlaß zu Zweifel hinsichtlich ihrer Zusammensetzung aus so gut wie reinem Seesalz. Die — an sich ziemlich wenigen — großen Kerne zeigen dagegen Abweichungen, die noch nicht geklärt sind. Beobachtungen der Abhängigkeit der Sicht von der Feuchte (Wright [20]) und der chemischen Spurenanalyse (Cauer [1], [2]) könnten als Hinweis gedeutet werden, daß hier kontinentale Beimengungen vorliegen oder daß das Seesalz als Aerosol chemische Veränderungen mitgemacht hat.

Was das kontinentale Aerosol weiter betrifft, ist hier Junge ([2], S. 30—38) mit einer Untersuchungsreihe zu erwähnen.

Er arbeitete mit einem 2-Stufen-Konimeter, das auf die Radius-Bereiche von 0,08 bis 0,8, bzw. 0,8 bis 8 μ eingestellt war; die beiden Bereiche entsprechen also so ziemlich den großen und den Riesenteilchen. Nach dem Jungeschen (wohlgemerkt: kontinentalen!) Verteilungsgesetz sind die beiden Gruppen in ihrer Masse pro Volumseinheit gleich; beim maritimen Aerosol fällt die Zahl ja schon bei den großen Teilchen stark ab.

Die Teilchen wurden auf Plexiglas niedergeschlagen, mit einem Tropfen destillierten Wassers gelöst und auf die Ionen NH_4^+, Na^+, Mg^{++}, SO_4^{--}, Cl^-, NO_3^- und NO_2^- untersucht. Bei diesen Ionenarten war es ihm nämlich möglich, noch wenige γ quantitativ mit einer Genauigkeit von $\pm 20\%$ nachzuweisen. Als Orte wählte er Westdeutschland (Industrie, dicht besiedelt), dann Round Hill (Küstengegend in den USA, ländliche Gegend, doch ist mit einer Beeinflussung der Luftmassen durch die mehr industriellen und dichtbesiedelten Gegenden der nordöstlichen USA zu rechnen), ferner arbeitete er im südöstlichen Florida und schließlich in Hawaii, dortselbst auch auf dem Mauna Kea in 3200 m Höhe. Man beachte, daß diese vier Gegenden in der genannten Reihenfolge eine Folge von abnehmender „Kontinentalität" und zunehmender „Maritimität" bilden.

Junge beschränkte sich bei dieser Untersuchungsreihe auf jene Stoffe, deren Menge eine einigermaßen genaue *quantitative* Bestimmung und damit die quantitative Erfassung ihrer Abhängigkeit von Lage, Zeit, Wetterlage, Teilchengröße, ihrer gegenseitigen Abhängigkeit und ihres Zusammenhanges mit den Spurengasen gestattet. Nach seiner Ansicht sind die Seesalz-Teilchen hauptsächlich Riesenteilchen und nur sehr wenige große Teilchen. Zeigt ein Aerosol auch bei großen Teilchen Cl oder Na, so ist dieser Anteil wahrscheinlich kontinentaler Herkunft und hat dann meist auch nicht das richtige „NaCl"-Verhältnis. Andererseits deutet das richtige Verhältnis der NH_4- und SO_4-Ionen (nämlich dem Ammonium-Sulfat entsprechend) auf kontinentale Herkunft; es ist bei den großen Teilchen besser ausgeprägt als bei den Riesenteilchen. Mit Hilfe von Schlüssen dieser Art findet er ebenso Beweise für die Ver-

schleppung von Meersalzteilchen tief ins Landesinnere wie auch Spuren von kontinentalen Beimengungen in der Mitte der großen Ozeane.

Einen merkwürdigen Sonderfall stellen die NO_3-Ionen dar:

Sie sind fast allein auf die Riesenkerne beschränkt.

Die kleinsten Konzentrationen sind in Ozeanmitte *und* in rein kontinentalen Luftmassen zu finden, die größten an der Nordostküste der USA.

Eine spezielle Untersuchung in Boston zeigte, daß Großstädte *keine* besonders starke NO_3-Quelle sind.

Es könnte also sein, daß sich NO_3 in Seesalzteilchen bildet, die mit den höheren NO_2-Konzentrationen der kontinentalen Luft zusammentreffen. Woodcock hält es auch für möglich, daß es sich bei der Zersetzung maritimer Mikroorganismen (die in Küstengegenden besonders häufig sind) bildet. Zu entscheiden ist diese Frage derzeit noch nicht.

Durch das US-Public-Health-Service wurden umfassende Untersuchungen der Zusammensetzung des Aerosols in verschmutzten Atmosphären durchgeführt. Über ein Jahr wurden in 30 Orten Teilchen über etwa 0,3 μ auf einem Glasfilter gesammelt. Die zu untersuchenden Stoffe wurden nach ihrer gesundheitlichen Bedeutung ausgewählt. Die Orte gliedern sich in zwei Gruppen: erstens Mittelstädte und zweitens mehr vorstädtische Gegenden, also nicht ausgesprochen ländliche. Untersucht (und in fast allen Fällen auch nachgewiesen) wurden: SO_4 und NO_3 (auch bei Junge), ferner: Fe, Pb, F, Mn, Cu, V, Ti, Sn, As, Be. Bei SO_4 und NO_3 passen die Werte zu denen Junges. Mit Junge stimmt auch die Feststellung, daß die Städte keine besonders ergiebigen NO_3-Quellen sind. Bezeichnenderweise sind die beiden Ausnahmen, nämlich San Francisco und Los Angeles, Küstenstädte. Bei anderen Komponenten zeigt sich vielfach eine ausgeprägte Abhängigkeit von bestimmten Industrien (z. B. F) oder vom Autoverkehr (Pb). Der hohe Anteil an azetonlöslichen organischen Substanzen zeigt den Ursprung aus Verbrennung und anderen künstlichen Prozessen. Im großen und ganzen ist die Zusammensetzung einigermaßen gleichförmig.

Interessant ist auch ein Vergleich des Massenanteils (γ/m^3) mit den entsprechenden europäischen Werten: es ergeben sich 136 γ für Mittelstädte, 65 γ für Vorstädte; die europäischen Werte sind 120 γ und 75 γ, was als befriedigende Übereinstimmung bezeichnet werden darf.

Über den Anteil des wasserlöslichen Materials werden keine ausdrücklichen Angaben gemacht; der Anteil scheint gering zu sein.

Die unlöslichen Substanzen dürfen in den verunreinigten Atmosphären Ruß, Teer und Asche sein; in den nichtstädtischen Gegenden tritt an deren Stelle mineralisches, also dispergiertes Material. Die Rolle des unlöslichen Materials dürfte noch unterschätzt werden; leider ist es schwer quantitativ zu analysieren.

Im Bereich der großen Teilchen und der kleineren Riesenteilchen wird auf den Inseln im Westen Afrikas und in Süd- und Mittel-Europa

häufig Fall von Saharastaub beobachtet; eine von Glawion in Arosa durchgeführte Untersuchung ergab:

Größen: 68% unter 1 μ, 24% zwischen 1 und 2 μ, 8% über 2 μ.

Zusammensetzung: SiO_2 37—75%, Al_2O_3 0—20%, $CaCO_3$ 1—16%, Fe_2O_3 6—22%, Mn_3O_4 2—4%, MgO 0,4—3%, außerdem geringe Anteile von K, Na, H_2SO_4 und HCl.

Interessant ist, daß manche Komponenten (z. B. Fe-Oxyd, Mn-Oxyd) im Staub angereichert erscheinen, verglichen mit der Quelle, der sie entstammen. Auf irgend eine Weise, über die man noch nichts Näheres weiß, müssen diese Stoffe bei der Dispersion und der Aufwirbelung selektiv bevorzugt werden.

Es ist hier auch noch der meteorische, also extraterrestrische Anteil des Aerosols zu erwähnen. Wesentliche Bestandteile sind natürlich Fe und Ni; da dieses Thema später noch gesondert behandelt wird, sei hier nur festgestellt, daß der *quantitative* Anteil des meteorischen Aerosols als belanglos zu betrachten ist.

Die vertikale Verteilung des Aerosols

Nun noch einiges über die vertikale Verteilung des Aerosols. Bekanntlich sind für die Troposphäre die ständigen vertikalen Strömungskomponenten bezeichnend, die eine vertikale Durchmischung, die Austauschvorgänge, zur Folge haben. In den untersten Kilometern ist die Durchmischung besonders lebhaft. Über dem Meer ist diese Zone nicht sehr hoch, etwa 1 bis 2 km. Über Land hingegen haben wir ein viel lebhafteres Wechselspiel von Zyklonen und Antizyklonen, bei starker Einstrahlung thermische Aufwinde, ferner die als Windhindernisse wirkenden Gebirge; die als Bremsen gegen Vertikalströmungen wirkenden Inversionsschichten sind oft weniger ausgeprägt und weniger stabil. Die Zone lebhafter Durchmischung reicht daher vielfach bis in 5 bis 6 km Höhe. In dieser Zone haben wir meist eine logarithmische Abnahme der Teilchenzahlen mit der Höhe, während darüber die Änderung gering ist oder sogar in eine leichte Zunahme übergeht. Dies gilt allerdings in erster Linie für die aus mehreren ähnlichen Kurven erhaltene mittlere Kurve; die einem bestimmten Zustand entsprechenden individuellen Kurven zeigen viel mehr „Störungen" durch Schichtungen der Atmosphäre, als man der gemittelten Kurve ansieht.

Die meisten Messungen wurden an großen Teilchen ausgeführt; doch haben die Abnahmekurven für Aitkenkerne und für Riesenkerne so ziemlich den gleichen Verlauf.

Herkunft und Entstehung der Aerosole

Extraterrestrische Teilchen

Das Vorhandensein eines extraterrestrischen, also aus dem Weltall stammenden Anteils ist (siehe auch [4], S. 9—16) von vornherein hochwahrscheinlich; wissen wir doch aus der Astronomie von dem ständigen Einfall meteorischer Körper, die sich visuell bemerkbar

machen; die seltenen größeren als Feuerkugeln, die kleineren, Milligramme bis Gramme wiegenden, die wir in jeder Nacht bis zu Hunderten als Sternschnuppen sehen; die Astronomie hat überdies Beweise für das massenhafte Vorkommen von feineren Teilchen, kosmischem Staub, im Weltall. Größenordnungsmäßige Abschätzungen machen auch klar, daß ihr quantitativer Anteil am gesamten Aerosol sehr gering ist. Die besten Aussichten für den Nachweis meteorischer Teilchen bieten natürlich der Boden der Ozeane und die polaren Eismassen, da dort weniger kontinentale Teilchen sind und die maritimen Salzteilchen im Wasser wieder vergehen.

Man findet tatsächlich in den roten Tiefseetonen Teilchen von vermutlich meteoritischer Herkunft, und zwar in allen Schichten, das bedeutet, aus allen Zeiten. Das Mikroskop zeigt schwarze Kügelchen mit oder ohne metallischen Kern bis 0,2 mm, ferner braune Kügelchen von kristalliner Struktur, mit Merkmalen der sogenannten chondritischen Meteoriten (das sind monokline bronzefarbene metallglänzende Lamellen). Erwähnt sei ein meteoritischer Staubfall in der Nähe Australiens im Jahre 1858, der zum Teil kleine glänzende hohle Eisenkügelchen enthielt.

Besonders ergiebig ist das Meeressediment vor Ostgrönland, da fast der gesamte auf die Gletscher fallende Staub schließlich dort abgelagert wird. Es seien hier Versuche erwähnt, die seit 1947 von Dunlap-Observatorium in Ontario durchgeführt wurden. Man spannte klebrig präparierte Tücher an mehreren weit entfernten Punkten einige Tage aus und schied dann die magnetisierbaren Teilchen ab. Ihre Analyse ergab hauptsächlich Fe, Ni, Mg und Si.

Nach Schätzungen Thomsons [18] auf Grund von Messungen aus dem Winter 1951/52 ergibt sich für die Erde ein jährlicher Massenzuwachs von zirka 1 bis $4 \cdot 10^6$ Tonnen; $2 \cdot 10^6$ Tonnen entsprechen zirka 10^{-14} g/cm^2 sec. Link [11] kommt auf ganz anderem Wege auf $5 \cdot 10^{-13}$. Treffen diese Schätzungen zu, dann enthält eine Luftsäule von 1 cm^2 Grundfläche zirka 10^{-7} bis 10^{-6} g, das sind etwa 10^3 bis 10^4 kosmische Teilchen. In der gesamten Atmosphäre sind dann im Durchschnitt zirka 6 Tonnen.

Terrestrische, natürliche Teilchen

Anorganische:

Ein großer Teil der natürlichen kontinentalen Teilchen entstammt der Oberfläche der Erde. Er bildet sich durch Verwitterung usw. und wird dann durch den Wind, der an den größeren und kleineren Unebenheiten eine gute Angriffsfläche findet, abgehoben und in die Luft gebracht. Fördernd sind: Fehlen der Vegetation, trockene Wetterlage, starke Winde. Hauptlieferanten sind die großen Wüstengebiete: Sahara, Gobi usw. Als Bestandteile findet man Quarz, Feldspat, Glimmer, Chlorit, Erze, Dolomit, auch Kieselsäure (von Diatomeen) und wasserlösliche Salze.

Eine andere Quelle liegt in den vulkanischen Eruptionen vor. In einzelnen Fällen werden geradezu ungeheuerliche Quantitäten von Lockermassen, darunter ein Teil feiner bis feinster Staub, ausgeworfen. Das geschätzte Volumen der ausgeworfenen Lockermassen für vier besonders heftige Ausbrüche der allerletzten Jahrhunderte beträgt

1815	Tunboro (Kleine Sundainseln)	150 km^3
1835	Coseguinea (Nicaragua)	50 km^3
1883	Krakatau (Sundastraße)	18 km^3
1912	Katmai (Alëuten)	20 km^3

Meist kommen bei solchen Ausbrüchen, gegen die eine H-Bombe ein Kinderspiel ist, Teilchen bis in die Stratosphäre und halten sich dann dort sehr lange. Nach den Ausbrüchen des Krakatau und des Katmai waren durch Jahre abnorme Dämmerungserscheinungen und leuchtende Nachtwolken zu beobachten.

Die maritimen Teilchen

An dieser Stelle sei dem bereits früher Gesagten noch folgendes hinzugefügt: Nach Arbeiten von Woodcock und Mitarbeitern und von Mason aus dem Jahr 1954 [10], [12] entstehen die Seesalzteilchen fast ausschließlich durch denselben Mechanismus: durch Zerplatzen der (durch Wellenschlag, Wind usw.) ins Wasser gelangten und dann zur Oberfläche aufsteigenden Luftblasen. Die berstende Blase schießt beim Zerplatzen einen dünnen zentralen Wasserstrahl von ungefähr 1/10 des Durchmessers der Blase senkrecht empor, der dann in 5 bis 10 Tröpfchen dieses Durchmessers zerfällt. Zugleich liefert die zerplatzende Blasenhaut etwa 100 wesentlich kleinere Teilchen. Eine gewisse untere Grenze dürfte dadurch gegeben sein, daß sehr kleine Blasen sehr langsam aufsteigen und dabei meist in Lösung gehen, bevor sie die Oberfläche erreichen.

Organische Teilchen

Tierische:

tot: kleine tote Milben, Spinnen, Insekten oder Teile von solchen, Haare, Schuppen, Federn,
Kieselpanzer von Diatomeen;

lebend: kleine Spinnen, Milben, Insekten,
Mikroorganismen (auch als Teile größerer Kerne): Bakterien, Sporen, Viren (bis 6000 m).

Zahlen über den Bakteriengehalt nach französischen Messungen:
Jahresmittel, in Bodennähe in Paris 5000/m^3,
auf dem Land 350/m^3.

Pflanzliche Teilchen:

Kleine Samen und Keime höherer Pflanzen,
Blütenstaub,
Polen und Sporen von Kryptogamen,
Fasern, Stärkekörner, Düngerbestandteile.

Teilchen aus Bränden:

Gras-, Steppen-, Moor-, Waldbrände bringen Rauch und Aschenteilchen in die Luft.

Nach einem Bericht aus dem vorigen Jahrhundert war eine durch Moorbrennen in der Gegend westlich der Ems entstandene Himmelstrübung bis über den Montblanc hinaus wahrnehmbar.

Das künstliche (anthropogene) Aerosol

Aus der Wohnung:

Abnützung der Kleider, Betten, Teppiche: liefert Fasern, Haare.
Abnützung der Möbel, Fußböden: liefert Holzstaub.
Tabakrauchen: liefert sehr feine Teilchen.

Das Verkehrs-Aerosol:

Die Reibung der Räder bringt von den Fahrzeugen Eisen- und Gummiteilchen; von der Straße Eisen-, Gesteins-, Holz- und Asphaltstaub (nebenbei: Asphalt ist besonders staubarm!),
ferner entstehen von Benzin- und noch mehr von Dieselfahrzeugen: Kohlenstoffteilchen (am meisten beim Motoranlassen); von Dampflokomotiven: Ruß, Asche, Kohlenstaub.

Verbrennungs-Aerosole:

Haushalt, Gewerbe, Industrie: Bei Kohle gibt es schon vor dem Verbrauch Kohlenstaub; durch die Verbrennung: Ruß, Asche.

Nach Scheleichowsky liefert ein Kraftwerk von 100.000 kw Leistung in 24 Stunden 50 t Asche; dies gilt nur für hochwertigen Brennstoff; bei minderwertigem erhöht sich die Zahl.

Aerosol aus gewerblicher und industrieller Produktion:

Die gewerbliche und industrielle Produktion ist eine besonders vielfältige Aerosolquelle. Einige markante Beispiele:

Bergbau, Brikettfabriken, Steinbrüche, Kalkbrennereien, Gipsmühlen, Karbid-, Zement-, Textil-, Papierfabriken. Ein *uns* besonders gut bekanntes Beispiel ist die berüchtigte „rote Wolke" eines bekannten stahlproduzierenden Großbetriebes in Linz.

An Handwerksbetrieben sind zu erwähnen: Mühlen, Bäckereien, Tischlereien, Schleifereien.

Das radioaktive Aerosol

Unter den künstlichen Aerosolen ist eine spezielle Gruppe von besonderer Bedeutung geworden: die aus der Beschäftigung mit radioaktivem Material hervorgehenden.

Ein wenig radioaktiver Staub wird schon beim Abbau, Transport und bei der Aufbereitung der Uranerze usw. hervorgebracht; seine Menge ist aber relativ bescheiden. Diese Teilchen sind zwar zum größten Teil sehr langlebig, aber sehr schwach strahlend.

Was den Betrieb der Atomreaktoren betrifft, so ist der beim regulären Betrieb anfallende radioaktive *Staub* sicher ohne Bedeutung. Anders

sieht es natürlich bei unvorhergesehenen Betriebsstörungen aus; es ist bekannt, daß da einmal in England ein Unfall passierte.

Sehr bedeutungsvoll all dem gegenüber sind allerdings die Aerosole, die aus atomaren Explosionen hervorgehen:

1. der überwiegende Teil des Materials einer A.-Bombe bleibt unausgenützt und ungespalten und kommt als Aerosol in die Atmosphäre. Seine Strahlung ist nicht allzu stark, aber sehr langlebig.

2. Die Strahlung der gespaltenen Massen: Sie entspricht in ihrer Strahlung 1 Minute nach der Detonation $8 \cdot 10^{11}$ g Radium, nach einem Jahr immer noch 600 g (das ist ungefähr die ganze bis jetzt geförderte Ra-Menge!).

Wie bei den großen Vulkan-Eruptionen gelangt auch bei den Atom-Explosionen ein Teil des Aerosols in die Stratosphäre, um sich dort rasch auszubreiten und jahrelang zu verbleiben.

Zwei radioaktive Stoffe sind besonders gefährlich:

1. Radioaktives Sr^{90} hat eine Halbwertszeit von etwa 30 Jahren; es ist chemisch dem in den Knochen enthaltenen Ca verwandt und wird somit bevorzugt in den Knochen, also in nächster Nähe der blutbildenden Organe gespeichert.

2. Radioaktives Co^{60} ist ein starker γ-Strahler mit der beachtlichen Halbwertszeit von zirka fünf Jahren. Bekanntermaßen wäre es schon heute technisch möglich, durch die Explosion einer „Kobaltbombe" nicht nur die Menschheit, sondern alles Leben der Erde schwer zu schädigen, wenn nicht zu vernichten. Es muß allerdings betont werden, daß die Produktion eines Co^{60}-Aerosols beim Reaktorbetrieb überhaupt nicht in Frage kommt und daß auch die normale A-Bombe *kein* Co enthält; dies wäre nur bei einer Bombe der Fall, der *zum Zweck* der radioaktiven Verseuchung Co beigegeben würde.

Weitere Ausführungen zu diesem Thema sind in diesem Heft im Beitrag von J. A. Schedling zu finden und dürfen darum an dieser Stelle unterbleiben.

Andere gesundheitsschädigende Wirkungen des Staubs:

Von anderen gesundheitsschädigenden Wirkungen des Staubs seien nur einige besonders bemerkenswerte herausgegriffen.

Die Staublunge: Eingeatmete Teilchen von etwa 1–4 bis 5 μ werden zu erheblichen Anteilen in den Alveolen und Bläschen der Lunge abgelagert. Die größeren werden meist vorher abgefangen, die kleineren wieder ausgeatmet. Manche solcher Teilchen werden über die Lymphbahnen oder das Blut weiterbefördert, manche, wie z. B. Kalkspat, Gips, Zement, aufgelöst. Teilchen, die beidem widerstehen, bleiben in der Lunge und können mehr oder minder schwere Schäden hervorrufen. Bei Kohle („Anthrakose") können diese harmlos bleiben, bei Quarz („Silikose") aber sehr gefährlich werden.

Interessanterweise soll Kalk-, Gips- und insbesondere Zementstaub eher günstige Wirkung haben, unter anderem die Widerstandsfähigkeit gegen Tuberkulose vergrößern.

Allergien: Manche Menschen sind überempfindlich (allergisch) gegen ganz bestimmte, für den Normalen ganz harmlose Stoffe. Solche Stoffe können auch Aerosole sein. Das bekannteste Beispiel ist der Heuschnupfen. Er wird durch den Blütenstaub bestimmter Gräser verursacht. Aber auch eine Menge anderer, mitunter recht ausgefallener Substanzen können als „Allergene" wirken.

Eine weitere gesundheitsabträgliche Wirkung des Aerosols, die allerdings mehr von seiner Dichte als von seiner Natur abhängt, ist die Schwächung des Sonnenlichtes und insbesondere seines kurzwelligen Anteils, des UV, durch starke Lufttrübung. Weitaus verstärkt ist diese Wirkung, wenn sich durch das Aerosol ein dichter und langanhaltender Nebel bildet; siehe der berüchtigte Londoner Nebel. Allerdings scheint noch nicht einwandfrei klargestellt zu sein, ob in solchen Fällen der Nebel wirklich durch das Aerosol zustandekommt oder bloß zum Aerosol dazutritt und sich auch ohne dieses gebildet hätte.

Von der lichtschwächenden und lichtstreuenden Wirkung des Aerosols soll noch später, bei der Erörterung der optischen Wirkungen, die Rede sein.

Die Rolle des Aerosols in der Meteorologie

Das atmosphärische Aerosol spielt in der Meteorologie besonders für zwei Gebiete eine wichtige Rolle:

1. Soweit es Träger elektrischer Ladungen ist, erhöht es die Leitfähigkeit der Luft und ist damit bestimmend für alle luftelektrischen Vorgänge. Hier sind vor allem die Klein-Ionen und die geladenen Aitkenteilchen wichtig. Die größeren Teilchen können natürlich *auch* Ladungsträger sein, doch wirkt sich das bei der geringen Beweglichkeit der größeren Teilchen wenig auf die Leitfähigkeit der Luft aus.

2. Es liefert die Ausgangspunkte für die Kondensation und Sublimation des Wasserdampfes. Hier sind die großen Kerne und die Riesenkerne wichtig; die Aitkenkerne und erst recht die Kleinionen sind praktisch bedeutungslos. Es verhält sich ja so, daß die Kondensation (und Sublimation) im freien Raum beim völligen Fehlen von Kernen sehr erschwert ist. Einschlägige Versuche haben gezeigt, daß man in Luft bei möglichst weitgehender Entfernung von Kondensationskernen eine Übersättigung von mehreren Hundert Prozent erreichen kann, bevor Kondensation eintritt und daß die Übersättigung umso geringer ist, je größere Teilchen als Kondensationskerne zur Verfügung stehen. Daß hygroskopische Teilchen besonders kondensationsfördernd sind, versteht sich von selbst.

Die optischen Wirkungen des Aerosols

Wird ein Aerosol von Licht getroffen, so wird durch die Teilchen ein bestimmter Anteil dieser „Primärstrahlung" aus der ursprünglichen Richtung abgelenkt, *gestreut* und bildet die Sekundärstrahlung. Es kann außerdem ein Bruchteil der der Primärstrahlung entnommen („ex-

tingierten") Strahlung absorbiert und in Wärme umgesetzt werden. In sehr vielen Fällen ist der Anteil der absorbierten Strahlung vernachlässigbar.

Für sehr kleine Teilchen ($r \ll \lambda$), bei denen der Teilchendurchmesser klein gegen die Lichtwellenlänge ist, hat schon RAYLEIGH die Lichtstreuung theoretisch berechnet. Die wesentlichsten Ergebnisse seiner Rechnungen sind (siehe auch Abb. 2, oben): die Vorwärts- und Rückwärtsstreuung sind symmetrisch; die Streuung hat zwei Maxima: in der Richtung und in der Gegenrichtung des Primärstrahls; genau in der Mitte zwischen den beiden Maxima, also bei 90^0 Richtungsänderung gegen den Primärstrahl, geht die Streustrahlung in einem flachen Minimum auf den halben Wert; was ihre Wellenlängenabhängigkeit betrifft, ist die Intensität der Streustrahlung proportional λ^{-4}. Die Form des Teilchens ist, so lange es klein gegen die Wellenlänge, gleichgültig.

In der Atmosphäre haben wir eine Rayleigh-Streuung an den Luftmolekülen selbst. Sie ist so schwach, daß sie erst bei großen Luftmassen mehrerer Kilometer Dicke zum Vorschein kommt; infolge des λ^{-4}-Gesetzes ist der Blauanteil stark begünstigt: der Himmel ist blau!

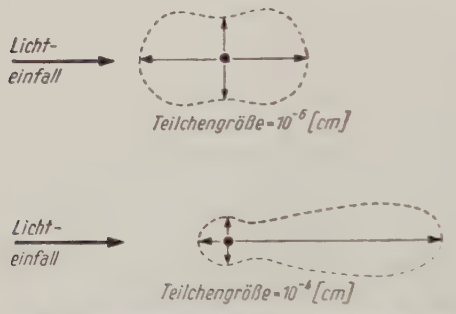


Abb. 2. Die Schwankung der Streulichtintensität mit der Richtung rund um das streuende Teilchen relativ zum Einfallsstrahl

Entsprechende Rechnungen für den Fall, daß das Teilchen in seiner Größe dem λ vergleichbar ist, hat MIE durchgeführt. Im Gegensatz zu den kleinen Teilchen ist nun die Streuung stark formabhängig und nur für Kugeln exakt berechenbar. Der λ-Exponent ist kleiner, von 1 bis höchstens 2. Im Durchschnitt ist (siehe auch Abb. 2, unten) die Vorwärtsstreuung wesentlich größer als die Rückwärtsstreuung. (Zur Terminologie: Den Winkel zwischen Richtung der Primärstrahlung und Sekundärstrahlung nennen wir den Streuwinkel φ; bei φ zwischen 0^0 und 90^0 sprechen wir von Vorwärtsstreuung, bei φ zwischen 90^0 und 180^0 von Rückwärtsstreuung.) Die Bevorzugung der Vorwärtsstreuung wächst mit zunehmender Teilchengröße stark an. Für Teilchen, die sehr groß gegen die Wellenlänge sind, könnte man die Beugung natürlich vernachlässigen und das Teilchen als einen nach den Gesetzen der geometischen Optik diffus oder regulär reflektierenden, brechenden und absorbierenden Körper ansehen. Dies hat aber kaum eine praktische Bedeutung, weil Teilchen solcher Größe sich nur in kleiner Zahl und nur für kurze Zeit in der Atmosphäre halten können.

Auch für die Streuwirkung liegt der Schwerpunkt auf den Teilchen zwischen 0,1 und mehreren μ. Kleinere Teilchen sind zwar oft zahlreicher, doch geht die Streuwirkung des Einzelteilchens mit abnehmendem Radius stark zurück. Größere Teilchen sind schon wegen Auswaschung und Sedimentation sehr selten, außerdem überwiegt mit wachsendem r die Vorwärtsstreuung mehr und mehr, so daß die Streuung der größeren Teilchen nur für sehr kleine Streuwinkel (also in nächster Sonnenumgebung) merklich wird.

Bei der Behandlung der Atmosphäre als streuendes („trübes") Medium sind vier Begriffe besonders wichtig:

1. Der Extinktionskoeffizient k; er gibt die (logarithmische) Abnahme des Primärlichts pro Dickeneinheit der durchstrahlten Luftschicht an.

2. Die Sichtweite S, die angibt, in welcher Entfernung eine ideal schwarze Fläche in einem unendlich ausgedehnten, gleichmäßig beleuchteten trüben Medium infolge Erhellung durch das Streulicht in seiner Leuchtdichte 98% der Umgebungshelligkeit annimmt.

3. Der Trübungsfaktor T, der angibt, wievielmal stärker die betrachtete (getrübte) Atmosphäre extingiert als eine reine RAYLEIGH-Atmosphäre von gleicher (mechanischer) Dichte.

4. Die Streufunktion $\sigma(\varphi)$, die die Abhängigkeit der Streustrahlung vom Streuwinkel φ wiedergibt.

In den letzten Kriegsjahren wurden von SIEDENTOPF und REEGER Untersuchungen angestellt, die in diesem Zusammenhang von Interesse sind [15]. Es handelt sich um Flugzeugaufstiege von dem Flugplatz Schöngleina östlich von Jena. Es erfolgten visuelle Beobachtungen des atmosphärischen Dunstes, insbesondere etwaiger Schichtungserscheinungen und einer Obergrenze des Dunstes, verbunden mit einer Entnahme von Staubproben aus verschiedenen Höhen mit Hilfe eines Zeißschen Konimeters. Bedauerlicherweise ging der größte Teil des Materials Anfang 1945 im Zusammenhang mit den letzten Kriegsereignissen verloren.

Falls nicht ungewöhnlich klares Wetter herrscht, wie dies in Gegenden, in denen der Föhn fehlt, fast nur unmittelbar nach einem heftigen gewittrigen Regenschauer der Fall ist, ist in geringer Höhe der Himmel besonders in Horizontnähe stark weißlich gefärbt; dies ist zu erwarten, da für die Dunststreuung nicht wie für die reine RAYLEIGH-Streuung das λ^{-4}-Gesetz gilt, sondern eine weit geringere λ-Abhängigkeit besteht, die das Blau nicht so stark hervorhebt wie die RAYLEIGH-Streuung. Beim Aufstieg nimmt zuerst und vor allem der Zenit, aber auch der übrige Himmel ein immer satteres Blau an (Luft wird reiner, es erfolgt Annäherung an das λ^{-4}-Gesetz). Steigt man genügend hoch, dann erreicht man eine Höhe, in der die visuelle Beobachtung einen scharfen Übergang von der trüben in die darüberliegende viel reinere Luft ergibt. Es erscheint ein scharfer und völlig gerader „Dunsthorizont", der besser sichtbar ist als der ein wenig tiefer liegende von

der Erdoberfläche gebildete wirkliche Horizont. Der Himmel ist im Zenit tiefdunkelblau, aber auch noch unmittelbar über dem Dunsthorizont von einem ziemlich satten, kaum weißverhüllten Blau: starke Annäherung an Rayleighsche Streuungsverhältnisse. Unter dem Dunsthorizont sieht man fast nur die Dunststreuung. Der Trübungsfaktor ist nämlich meist 5 bis 10, so daß besonders im Gebiet der Vorwärtsstreuung die Rayleigh-Streuung fast nichts mehr ausgibt. Bei nicht zu hoch stehender Sonne ist der Dunst direkt unter der Sonne grellweiß (kleines φ, ausgesprochene Vorwärtsstreuung) und viel heller als der unmittelbar darüberliegende Rayleigh-Himmel. Rechts und links davon fällt die Leuchtdichte stark ab und erreicht bald je einen Punkt, in dem Dunsthelligkeit und Himmelshelligkeit gleich werden und nur der Farbunterschied da ist. Ein solcher Punkt ist ja auch zu erwarten, weil es für die beiden Streufunktionen, die Rayleighsche und die des Dunstes, von denen bei $\varphi = 180^0$ die erstere überwiegt, bei $\varphi = 0^0$ die letztere, dazwischen mindestens *einen* Streuwinkel geben muß, wo sie einander gleich werden. Jenseits dieser „neutralen" Punkte, mit weiter wachsendem Sonnenabstand und Streuwinkel, wird der Dunst immer dunkler und dunkler und erreicht im sonnenfernsten Horizontpunkt ein schmutziges, etwas gelbliches Dunkelgrau, viel dunkler als der Himmel an dieser Stelle. Die visuelle Dunstobergrenze stieg im Sommer bis auf über 2000 m und sank im Winter bis auf etwa 300 m (geringe Erwärmung und damit wenig thermische Konvektion). Häufig waren unter der Obergrenze weitere, weniger deutliche Schichtungen wahrzunehmen. Die Flüge wurden durchwegs bei heiterem, meist sogar wolkenlosem Wetter ausgeführt.

Die Auszählung der bei den Aufstiegen aus verschiedenen Höhen entnommenen Staubproben zeigten deutliche Unterschiede zwischen den Winter- und Sommermessungen. Im Winter nahmen die Staubzahlen auch bei den Einzelkurven stetig mit der Höhe ab, im Sommer zeigten die Einzelkurven stärkere Streuungen. Diese Streuung könnte auch von Schichtungserscheinungen herrühren, hängt aber wohl eher mit den im Sommer viel lebhafteren lokalen thermischen Konvektionen zusammen. Die Mittelung der Winterkurven einerseits, der Sommerkurven andererseits ergab glattere Kurven mit angenähert exponentiellem Abfall; $1/e$ des Bodenwertes wurde im Durchschnitt im Winter in 300 m, im Sommer in 1300 m erreicht. Ein enger Zusammenhang der Staubzahlen mit der visuellen Dunstobergrenze war nicht festzustellen, wohl aber lag im allgemeinen der steilste Abfall in der Umgebung dieser Höhe. (Siehe die vier Steigflüge in Abb. 3; die visuell beobachtete Dunstobergrenze ist mit D bezeichnet.) Einige Flüge wurden in konstanter Höhe ausgeführt; dabei zeigten sich systematische und zum Teil recht erhebliche Änderungen der Staubzahlen, die einen deutlichen Zusammenhang mit der Natur des überflogenen Gebietes zeigten, also z. B. einen starken Anstieg beim Übergang von dem Waldgebiet Schöngleinas in einen stark industrialisierten Teil des Saaletales (siehe Abb. 3, Horizontalflug Jena-Saalfeld).

Bei den Flügen handelte es sich nur um eine qualitative visuelle Beobachtung der Dunststreufunktion, ihre Abhängigkeit von Azimut und Höhe und von der Flughöhe und ihren Zusammenhang mit den Staubzahlen. Ganz zum Schluß sei noch über Messungen der Streufunktionen berichtet, die einerseits am atmosphärischen Dunst, andererseits im Laboratorium an künstlichen Nebeln und Rauchen ausgeführt wurden [13], [14].

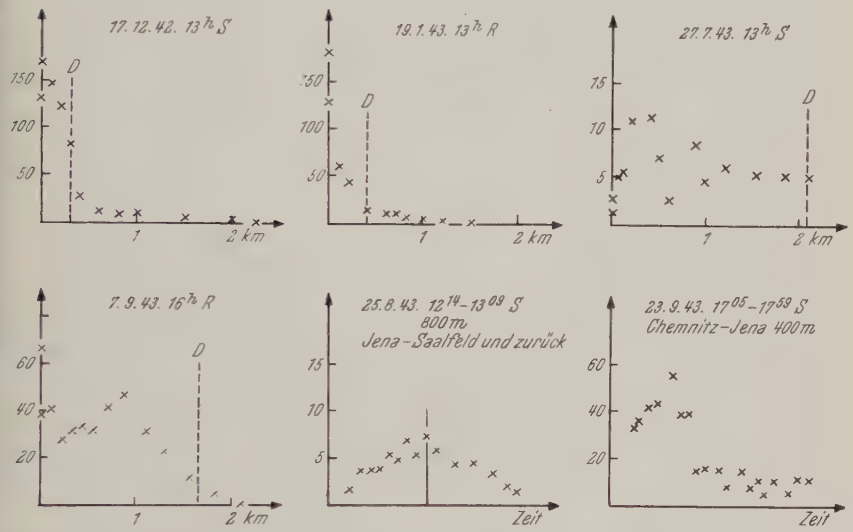


Abb. 3. Beobachtete Staubzahlen in Abhängigkeit von der Flughöhe bzw. bei Horizontalflügen von der Zeit

Messungen der Streufunktion natürlichen und künstlichen Aerosols

Ad 1. Das Prinzip der Versuchsanordnung: Ein Scheinwerfer wird in einer mondlosen Nacht auf horizontalen Strahl eingestellt. Ein außerhalb des Strahls stehender Beobachter sieht den Strahl in einer bestimmten Leuchtdichte. Diese Leuchtdichte ist eine einfache Funktion der Streufunktion und der Länge des im Scheinwerferstrahl verlaufenden Sehstrahlstücks, das sich geometrisch leicht berechnen und in Rechnung stellen läßt. Der Streuwinkel φ konnte zwischen 9^0 und 173^0 variiert werden.

Die 1. und die 4. der fünf Meßreihen lassen sich nicht nur in ihrem relativen Verlauf, sondern auch in ihrem Absolutwert gut zur Deckung bringen; die drei anderen (bei höheren Trübungen gemessen) liegen absolut höher und decken sich auch in ihrem relativen Verlauf nur leidlich. Die Werte der 1. und 4. Meßreihe liegen im Gebiet großer φ (zwischen 130^0 und 180^0) nur etwa doppelt so hoch als die bei reiner RAYLEIGH-Streuung zu erwartenden Werte, steigen aber im Gebiet kleinerer φ (wie auch bei den drei anderen Kurven) stark an und liegen

bei $\varphi = 15^0$ etwa 100mal so hoch (bei Reihe 3 sogar zirka 400mal so hoch). Qualitativ hatten alle Kurven den gleichen Aufbau: ein flaches Maximum bei 180^0 (Rückwärtsstreuung), ein leichter Abfall zu einem flachen Minimum bei etwa 130^0 und von da ein ab 90^0 schon ziemlich steiler Anstieg gegen 0^0, im Gebiet der Vorwärtsstreuung. Der Verlauf im unmittelbaren Nachbargebiet von 0^0, unter 10^0, konnte bei diesem Meßverfahren nicht erfaßt werden; dies ist bedauerlich, weil dort eventuell von den wenigen sehr großen Teilchen eine mehr oder minder scharfe Spitze zu erwarten ist.

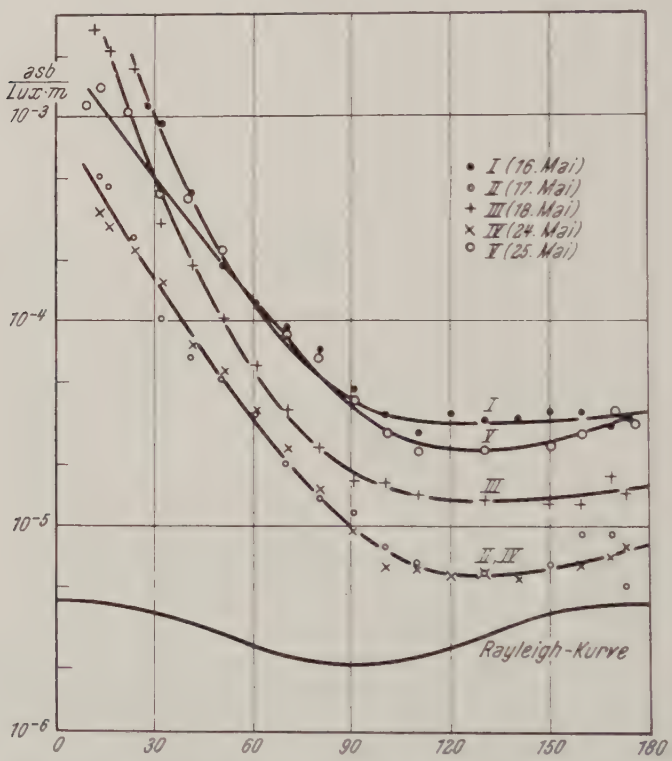


Abb. 4. Absolute Streufunktionen für die fünf Meßreihen und Rayleighsche Streuung bei 760 mm und 0°

Angesichts der nicht allzugroßen Unterschiede im relativen Verlauf der fünf Kurven wurde auch das Mittel der fünf Kurven gebildet; für diese mittlere Kurve wurde auch eine sechsgliedrige cos-Reihe angegeben, die die Kurve innerhalb der Zeichengenauigkeit wiedergibt. Natürlich hat diese Reihe nur rein interpolatorischen Charakter und sagt insbesondere über den interessanten Bereich unter 10^0, der durch die Messungen nicht erfaßt ist, überhaupt nichts aus.

Die Übereinstimmung der Messungen mit ähnlichen, von anderen Autoren in Frankfurt durchgeführten kann als befriedigend bezeichnet werden.

Ad 2. Als Ergänzung der eben erörterten Messungen wurden in Jena in einer Rauchkammer von etwa 50 cm Länge Messungen der Streufunktion an einigen Rauchen und künstlichen Nebeln durchgeführt, und zwar an:

Chlorsulfonsäure-Nebel (im Krieg zur Vernebelung verwendet),
Rauch von Räucherkerzen (zwei verschiedene Sorten),
Rauch von Zigaretten (ausgeatmeter Rauch und der von der Zigarette spontan aufsteigende „blaue" Rauch).

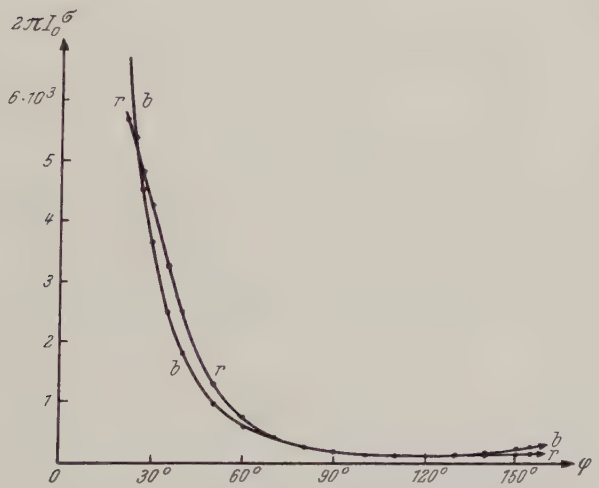


Abb. 5. Richtungsabhängigkeit der Streustrahlung in Säurenebel

Die gewonnenen Kurven sind mit denen des natürlichen Aerosols recht wohl vergleichbar; auch das Minimum stimmt nach Betrag und Lage befriedigend überein.

Literatur

1. Cauer, H., Ergebnisse chemisch-meteorologischer Forschung. Arch. Meteorol. Geophys. Biokl. **1**, 221—256 (1949).
2. Cauer, H., Some problems of atmospheric chemistry. In "Compendium of Meteorology", 1951, pp. 1126—1136. Am. Meteorol. Soc., Boston, Mass.
3. Facy, L., Eclatement des lames minces et noyaux de condensation. J. sci. météorol. **3**, 86—98 (1951).
4. Fett, W., Der atmosphärische Staub. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1958.

5. Georgii, H. W., Probleme und Stand der Erforschung des atmosphärischen Aerosols. Ber. d. dtsch. Wetterdienstes Nr. 51 (Bd. 7), S. 44. (Die Met.-Tagung in Garmisch-Partenkirchen, 17.—19. Okt. 1958.)
6. Gorham, E., On the acidity and salinity of rain. Geochim. et Cosmochim. Acta **7**, 231—239 (1955).
7. Hess, P., Untersuchungen über den Ausfall von Aerosolpartikeln durch Niederschläge und Wolkenbildung. Ber. d. dtsch. Wetterdienstes Nr. 51 (Bd. 7), S. 67. (Die Met.-Tagung in Garmisch-Partenkirchen, 17.—19. Okt. 1958.)
8. Junge, Chr., Die Konstitution des atmosphärischen Aerosols. Ann. d. Meteorol. 1952. Bd. **5**, Beiheft.
9. Junge, Chr., Atmospheric Chemistry; in: Advances in Geophysics; ed. by H. E. Landsberg and J. van Mieghem: Vol. **4**. Academic Press Inc. Publishers. New York, 1958.
10. Kientzler, C. F., A. B. Arons, D. C. Blanchard, and A. H. Woodcock, Photographic investigation of the projection of droplets by bubbles bursting at a water surface. Tellus **6**, 1—7 (1954).
11. Link, F., Bull. Astr. Inst. Czech. **7**, 69 (1956), ref. in Phys. Verh. **8**, 12 (1957).
12. Mason, B. J., Bursting of air bubbles at the surface of sea water. Nature **174**, 470—471 (1954).
13. Reeger, E., Die Streufunktion von Rauch und künstlichem Nebel nach Laboratoriumsmessungen. Optik **4**, 194 (1948/49).
14. Reeger, E. und H. Siedentopf, Die Streufunktion des atmosphärischen Dunstes nach Scheinwerfermessungen. Optik **1**, 2 (1946).
15. Reeger, E. und H. Siedentopf, Staubmessungen in der freien Atmosphäre. Z. f. Meteorol. **4**, 136 (1950).
16. Rossby, C. G. and H. Egnér, On the chemical climate and its variation with the atmospheric circulation pattern. Tellus **7**, 118—133 (1955).
17. Siedentopf, H., Zur Optik des atmosphärischen Dunstes. Z. f. Meteorol. **1**, 417 (1947).
18. Thomson, W. J., The annual deposit of meteoric dust. Sky and Telescope 147—148 (1953).
19. Woodcock, A. H., Salt nuclei in marine air as a function of altitude and wind force. J. Meteorol. **10**, 362—371 (1953).
20. Wright, H. L., Atmospheric opacity at Valentia. Quart. J. Roy. Meterol. Soc. **66**, 66—77 (1940).

Die Kohlensäurekerne*

Von

Georg Stetter

I. Physikalisches Institut der Universität Wien

Mit 11 Abbildungen

(*Eingegangen am 7. November 1959*)

Inhalt

1. Einleitung
2. Die Methoden der CO_2-Bestimmung
3. Die natürlichen Schwankungen der CO_2-Konzentration
4. Der Lichteinfluß
5. Der Wirkstoffeinfluß
6. Vorabscheidung der Kerne
7. Versuche mit Membranfiltern
8. Größe, Zahl und Aufbau der Kerne

Zusammenfassung

CO_2-Bestimmungen, welche seit Jahren in großer Zahl, hauptsächlich nach der Barytlaugenmethode, durchgeführt wurden, haben ergeben, daß der CO_2-Gehalt der atmosphärischen Luft beträchtlichen Schwankungen unterliegt; diese sind nicht nur durch lokale Einflüsse, sondern auch durch den Luftmassenwechsel bedingt.

Der CO_2-Meßwert einer Luftprobe hängt aber außerdem von den Beleuchtungsverhältnissen ab. Die Differenz im Meßwert gegen eine unbestrahlte Probe ist eine Funktion einerseits der Wellenlänge des verwendeten Lichtes, andererseits der Großwetterlage, und dies sowohl nach der Größe als auch nach den Vorzeichen. In ähnlicher Weise wird der Meßwert auch durch geringste Spuren von gewissen Fremdsubstanzen beeinflußt. Die Erklärung für diese Effekte wurde in der Annahme einer kolloidalen Phase der Kohlensäure gefunden, welche neben der normalen Gasphase vorhanden ist. Das Kohlendioxyd wechselt je nach den gegebenen Bedingungen zu einem gewissen Betrage von der einen in die andere Phase. Für die Kolloidalphase wird die Bezeichnung Kohlensäurekerne verwendet.

Eine Überprüfung der obigen Annahme erfolgt, indem die zu untersuchende Luft z. B. durch einen thermischen Abscheider, welcher auch feinste Teilchen zurückhält, geleitet wird. Unter dieser Bedingung bleiben die vorgenannten Effekte aus. Aus den Versuchen muß auf eine Konzentration des CO_2-Aerosols von rund

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

100 mg/m³ geschlossen werden. Als Beweis für diesen erstaunlich großen Wert werden Abscheideversuche mit Membranfiltern angeführt, deren Gewichtszunahme allerdings begrenzt ist durch einen Zerfall der CO_2-Kerne am Filter selbst. Dafür kann nach dem Filter im Dauerversuch CO_2 in der erwarteten Menge nachgewiesen werden. Das CO_2-Aerosol hat eine Teilchenkonzentration von mindestens $10^9/cm^3$ und eine Teilchengröße sicher $< 10^{-5}$ cm. An seinem Aufbau müssen außer CO_2 und H_2O weitere Substanzen als Aktivatoren beteiligt sein.

Einleitung

Ausgehend von pflanzenphysiologischen Überlegungen von J. Kunz, welche das Problem der — allenfalls bevorzugten — Heranführung des atmosphärischen CO_2 an die grünen Pflanzenteile betrafen, wurden seit dem Jahre 1946 CO_2-Bestimmungen der atmosphärischen Luft in größtem Umfang aufgenommen. Dabei wurde zunächst ganz allgemein das Ziel verfolgt, die räumliche und zeitliche Verteilung des CO_2 in der Atmosphäre festzustellen. Es ergab sich sogleich, daß, entgegen der damals noch verbreiteten Meinung, die CO_2-Konzentration in der Atmosphäre keineswegs einen auch nur einigermaßen konstanten Wert (0,03%) hat, sondern daß dieser Wert in beträchtlichen Grenzen (0,02% bis 0,04%) schwankt. Die naheliegende Erklärung durch CO_2 liefernde bzw. verbrauchende Prozesse, wie Atmung, Verbrennung, Assimilation, konnte aber in vielen Fällen ausgeschlossen werden. Die weitere Vermutung, daß es sich um Wirkungen der Thermodiffusion handeln könnte, ließ sich durch Nachrechnung dieser auch theoretisch gut bekannten Vorgänge gleichfalls widerlegen. Nicht ausschließen lassen sich aber Vorgänge, die heute unter dem Namen Thermophorese bekannt sind und eine indirekte Wirkung der Thermodiffusion darstellen. Das ist also die Bewegung feinster Schwebstoffe im Temperaturfeld. Zur Erklärung der CO_2-Differenzen muß man dann natürlich zusätzlich annehmen, daß die Kohlensäure zumindest teilweise an solche Schwebstoffe angelagert ist. Weiterhin ließ der Befund der zeitlichen Variation sehr bald einen Zusammenhang mit der Wetterlage erkennen.

Im Zusammenhang mit diesen Befunden lag es nahe, auch an einen Einfluß der Strahlung zu denken, wie er sich etwa im Tagesgang der Kohlensäurewerte auszudrücken schien. Diese Überlegungen führten nach mancherlei Umwegen zu einem grundlegenden Versuch: Eine in einen Glaskolben eingebrachte Luftprobe wird einige Zeit mit Licht einer bestimmten Spektralfarbe bestrahlt. Die CO_2-Bestimmung ergibt dann einen anderen Wert als eine Vergleichsprobe in unbestrahltem Kolben. Diese CO_2-Bestimmung erfolgt durch Schütteln der Probe mit Barytlauge und Titration der restlichen Lauge. Da es sich in vielen Fällen um eine Verminderung des Meßwertes handelt, das CO_2 aber nicht verschwinden kann, muß es durch die Bestrahlung in einen nicht nachweisbaren Zustand überführt worden sein, der auch dem Angriff der — allerdings schwachen — Barytlauge widersteht.

Es bestand ferner der Verdacht, daß bei den Meßdifferenzen Verunreinigungen der atmosphärischen Luft eine Rolle spielen. Die Erklärung,

daß es sich um basische oder saure Stoffe handle, welche in trivialer Weise den Titer ändern, kommt aber nicht in Betracht, weil derartige Verunreinigungen der Luft im allgemeinen nur in ganz kleinen und für einen solchen Effekt völlig unzureichenden Mengen auftreten. Der Versuch künstlicher Zusätze ergab aber sehr wohl positive oder negative Änderungen des Meßwertes bei bestimmten Stoffen, auch wenn es sich nur um winzige Spuren handelte.

Diese Befunde, insbesondere der selektive Lichteinfluß, machten eine Spezialisierung der Schwebstoffhypothese notwendig. Es mußte sich um wohldefinierte molekulare Gebilde handeln: Kohlensäurekerne. .

Eine Bestätigung ergab sich durch Versuche, bei denen die Luftprobe von Schwebstoffen gereinigt wurde, und insbesondere zuletzt durch Versuche mit Membranfiltern.

Die Bearbeitung dieser Probleme ist deswegen schwierig und langwierig, weil der Gegenstand der Untersuchung nicht willkürlich reproduziert werden kann, sondern jeweils so genommen werden muß, wie ihn die Natur — jeden Tag anders — darbietet. Diese Schwierigkeit kann nur durch ein großes statistisches Material, also einen beträchtlichen materiellen und personellen Aufwand überwunden werden. Nach längerer Pause war es im letzten Jahr wieder möglich, die geeigneten Bedingungen für Versuche in größerem Umfange zu schaffen.

2. Die Methoden der CO_2-Bestimmung

Zur CO_2-Bestimmung wurde vom Anfang an die Absorption in Barytlauge verwendet. Obwohl man später auch zeitweise andere Methoden versuchte, wurde an der Barytlaugenmessung weiterhin festgehalten, schon um die Vergleichbarkeit der verschiedenen Versuchsreihen zu sichern.

Die atmosphärische Luft wird durch eine Glasrohrsonde in das Laboratorium geführt und durch ein Glasgefäß (Erlenmeyer-Kolben) geleitet; nach einer Durchsaugezeit von etwa 10 Minuten, wobei die Luftmenge mindestens dem zwanzigfachen Kolbenvolumen entspricht, wird eine angemessene Zeit zum Temperaturausgleich abgewartet und hierauf die Leitung abgesperrt. Nunmehr wird verdünnte Barytlauge (z. B. 25 cm^3) von bekanntem Titer (zirka 0,01 n) in den Kolben eingebracht und etwa 10 Minuten intermittierend geschüttelt. Die unverbrauchte Lauge wird mit hundertstel normaler Salzsäure unter Zugabe eines Indikators (Phenolphtalein) auf neutral zurücktitriert. Die Details des Verfahrens wurden von Brukl und Balcarczyk genauestens überprüft; unter anderem schreiben diese Autoren vor, daß die Salzsäure langsam in kleinen Portionen unter jedesmaligem Schütteln hinzugefügt werden muß. Auch die Zugabe von Bariumchlorid ist für ein sicheres Ausfällen des Karbonats unerläßlich. Bei genauer Einhaltung aller Vorschriften und Verwendung sehr reiner Reagenzien ist der Farbumschlag deutlich genug, um eine Meßgenauigkeit von $\pm$ 1% zu er-

reichen. Insbesondere ist dies immer der Fall, wenn man ein künstliches Gasgemisch aus vollkommen reinen Komponenten untersucht; bei der Untersuchung atmosphärischer Luft bekommt man trotzdem manchmal einen weniger scharfen Farbumschlag, was vermutlich auf Verunreinigungen der Luft, vielleicht auch gerade auf die verschiedenen Kernarten, zurückgeführt werden muß. In solchen Fällen kann die Meßgenauigkeit etwas schlechter sein. Wegen der großen Zahl der notwendigen Versuche werden die Kolben zwischen den Versuchen nicht jedesmal getrocknet, sondern nach der Reinigung nur mit doppeltdestilliertem Wasser gespült und eine bestimmte Zeit abtropfen gelassen. Der dabei im Kolben verbleibende Rest destillierten Wassers verändert gegenüber einem trockenen Kolben den Meßwert um einen kleinen Betrag, der daher rührt, daß das an sich kohlensäurefreie Wasser beim Durchsaugen der Luft sich mit CO_2 belädt. Hiebei ist mit einem Oberflächeneffekt zu rechnen, welcher zu dem bekannten Volumseffekt dazukommt.

Gelegentlich, z. B. bei Versuchen im Gelände, wurde auch ein anderes Verfahren zur Füllung der Kolben eingeschlagen: hiebei wird der Kolben mit destilliertem Wasser gefüllt und für die Probeentnahme einfach an der zu untersuchenden Stelle entleert. Dabei muß auf gleichmäßiges Ausfließen geachtet werden, weil das Aufsteigen von Blasen (Bubbeln), wie es bei raschem Entleeren durch einen engen Hals eintreten kann, zu Störungen führt.

Andere Methoden, welche zu Vergleichszwecken versucht wurden, waren die volumetrische, bei der das CO_2 in starker Kalilauge absorbiert und die Volumsänderung gemessen wird; die Absorption in Alkohol nach Winkler mit nachfolgender Titration mittels gestellter Lauge; schließlich die gewichtsanalytische Bestimmung durch Absorption in Natronkalk bzw. Natronasbest. Laufende Änderungen der atmosphärischen Luft können mit der letzt angeführten Methode nur schlecht vergleichsweise verfolgt werden, weil für eine einigermaßen ausreichende Genauigkeit ein ziemlich langes Durchsaugen notwendig ist. Die Vergleiche aller dieser vier Methoden ließen erkennen, daß eine Übereinstimmung nicht zu erzielen ist. Dabei sind die Abweichungen voneinander nicht einmal konstant, sondern wechseln in ihrer Größe und zeitweise sogar nach dem Vorzeichen. Die Differenzen sind zwar nicht groß (einige Prozent bis höchstens 10%), aber zweifellos reell, weil die Reproduzierbarkeit der Resultate innerhalb jeder einzelnen Methode weit besser ist. Mit Hilfe der Vorstellung von der Existenz von Kohlensäurekernen ist dieses Ergebnis nicht gerade überraschend, weil es durchaus plausibel erscheint, daß sich die Kerne gegenüber verschiedenen chemischen Reagenzien verschieden verhalten.

Es war wünschenswert, die vorstehend angeführten chemischen Bestimmungen durch eine physikalische Methode zu kontrollieren bzw. zu ergänzen. Hiefür bot sich als geeignet der Ultrarotabsorptionsschreiber (URAS) nach Luft und Lehrer, der vor einiger Zeit angeschafft werden konnte. Leider erwies sich die industrielle Ausführung

dieses Gerätes für physikalische Präzisionsmessung als nicht ohne weiters geeignet. Die Empfindlichkeit ist zwar für die 0,03% des atmosphärischen CO_2 gerade noch ausreichend, es stört aber die große Querempfindlichkeit für Wasserdampf, die außerdem nicht einmal konstant ist. Auch der Nullpunkt ist bei der immerhin hohen Empfindlichkeit schon recht inkonstant, wodurch häufige Kontrollen während der Registrierung notwendig werden. Dabei gibt es wiederum Störungen aus den Ventilen und Verbindungsleitungen. Durch die verschiedenen apparativen Hindernisse war es bisher noch nicht möglich, zu Vergleichsregistrierungen mit den laufenden Barytlaugenmessungen zu kommen.

3. Die natürlichen Schwankungen der CO_2-Konzentration

Wie schon in der Einleitung bemerkt, war eines der ersten Ergebnisse der CO_2-Meßreihen, daß der CO_2-Gehalt in charakteristischer Weise von der Wetterlage, genauer gesagt von der Luftmasse, abhängt. Das haben im Prinzip auch neuere Untersuchungen bestätigt, wie aus einer kürzlich veröffentlichten Arbeit von F. Steinhauser hervorgeht, in welcher unter anderem sehr ausführliche Meßreihen an der Wiener Zentralanstalt für Meteorologie über etwa $1^1/_2$ Jahre ausgewertet werden. Solche Untersuchungen sind allerdings in einer Meßstelle so nahe der Großstadt, wie auch Steinhauser bemerkt, stark beeinträchtigt durch die sehr variable CO_2-Produktion von Heizungen, Fabriken und Motorfahrzeugen. Diese Einflüsse variieren natürlich mit der lokalen Wetterlage, Windrichtung, Inversionen usw. Dazu kommt außerdem immer, wenn auch weniger variabel, der jahreszeitlich bedingte Einfluß von Assimilation und Atmung der Vegetation. Die Zuordnung bestimmter CO_2-Werte zu bestimmten Luftmassentypen ist daher begreiflicherweise nicht sehr eindeutig; sehr deutlich kommt dagegen die Änderung des CO_2-Wertes bei einem Luftmassenwechsel heraus, welcher offenbar die anderen Einflüsse überragt. Übrigens wäre es vielleicht zweckmäßig, für solche Vergleiche den Luftmassentypus nicht zu allgemein zu fassen, sondern den Vergleich direkt auf die Entstehungsorte der Luftmassen abzustellen.

Wesentlich günstiger lagen die Verhältnisse bei den seinerzeit (s. Abschnitt 1) von mir durchgeführten Meßreihen z. B. auf dem Sprungturm des Thumersbacher Bades (nächst Zell am See) und auf der Schmittenhöhe, zumal wenn zur Winterszeit auch der Einfluß der Vegetation ausgeschaltet war. Die Abhängigkeit des CO_2-Wertes von der jeweiligen Luftmasse war unter diesen Verhältnissen jedesmal ganz einwandfrei festzustellen. Die speziellen Zahlenwerte, bzw. Relativwerte bedürfen allerdings möglicherweise einer Korrektur: Wegen der Schwierigkeit der Beschaffung von Laboratoriumsgeräten in der ersten Nachkriegszeit, wurden nämlich zur Luftprobennahme grüne Mineralwasserflaschen verwendet. Der selektive Lichteinfluß (siehe nächster Abschnitt) war damals noch nicht so genau bekannt, so daß die mit

den grünen Flaschen gewonnenen CO_2-Werte zunächst als repräsentativ für bestimmte Luftmassen angesehen wurden, während sie in Wirklichkeit noch zusätzlich mit dem Grüneffekt behaftet waren. Die Unterschiede bei Luftmassenwechsel sind aber völlig gesichert. Die Behauptung, daß ein bestimmter CO_2-Wert ein charakteristisches *und* konservatives Luftmassenmerkmal darstelle, bedarf vielleicht einer gewissen Einschränkung, weil, wie STEINHAUSER bemerkt, die Luftmasse auf ihrem Weg über andere Gebiete ihren CO_2-Wert ändern kann. Doch gilt schließlich diese Einschränkung auch für andere Luftmassenmerkmale.

Freilich kommen auch bei Versuchen im freien Gelände gelegentlich Störungen vor, z. B. durch weidendes Vieh, vorbeifahrendes Fahrzeug, Wind von einem Rauchfang; doch lassen sich solche vereinzelte Störungen leicht erkennen.

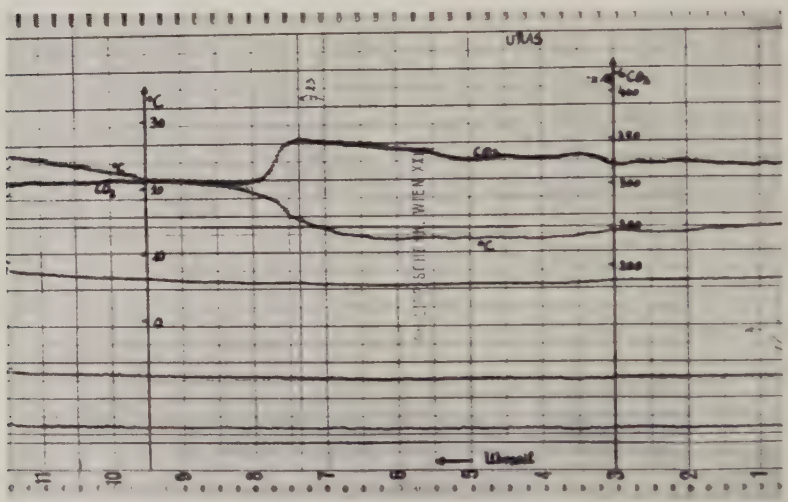


Abb. 1. Registrierung des CO_2 mit dem URAS in der Innenstadt. Mit der beginnenden Thermik am Morgen steigt der Meßwert zunächst an, um dann, bei stärkerer Durchmischung, rasch abzufallen

Außer den beschriebenen Variationen über größere Räume und Zeiten, sind auch solche lokaler Natur zu berücksichtigen. Dazu gehören im vegetationsreichen Gebiet die Assimilations- und Atmungsvorgänge, die natürlich tageszeitlich bedingt sind, sowie die thermische Konvektion. Als Beispiel sei eine vorläufige Registrierung mit dem URAS-Gerät angeführt, die im Institut in der Strudelhofgasse (nächst der verkehrsreichen Währingerstraße) aufgenommen wurde (Abb. 1). Man sieht, wie gegen Morgen, wenn durch die Sonnenstrahlung die Thermik an den Hauswänden einsetzt und die nächtliche Inversion aufzuheben beginnt, der CO_2-Wert ansteigt. Die darauf folgende stärkere Durchmischung auch mit höheren Luftschichten führt dann wieder

zu einem Absinken des CO_2-Wertes, wie das auch im allgemeinen STEINHAUSER bei der Betrachtung der Inversionseinflüsse beschreibt.

An der Registrierung ist auch interessant, daß sie keine glatte Linie zeigt, sondern eine gewisse Unruhe, die aber nicht apparativ bedingt ist, sondern von dauernden CO_2-Schwankungen herrühren muß. Wenn man ohne Trocknungsvorlage arbeitet, ist diese Unruhe, da der Wasserdampf zum Teil mitregistriert wird, noch größer; man muß dies wohl so deuten, daß zumindest im Stadtgebiet die Luft keine homogene Mischung ihrer Bestandteile darstellt. Bestätigt wird diese Auffassung durch einen Versuch, bei dem die Luftprobe zur besseren Durchmischung über eine Schüttung von Glasperlen geleitet wurde; dabei ergibt sich tatsächlich eine deutliche Glättung der Registrierkurve (Abb. 2).

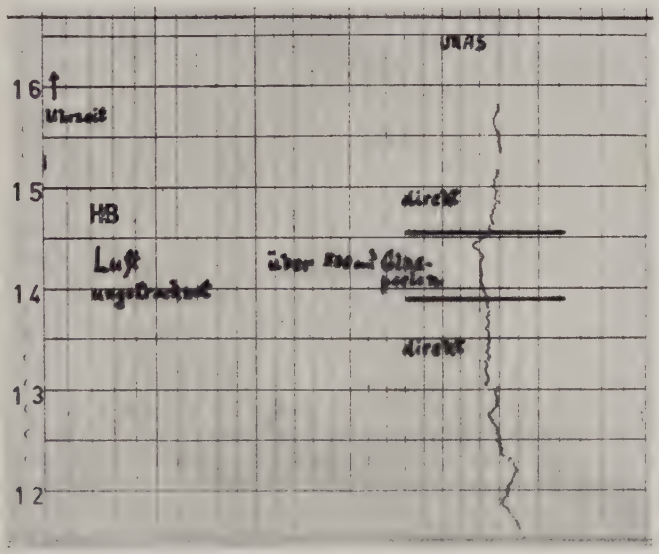


Abb. 2. Die Unruhe der Registrierlinie ist eine Folge der inhomogenen Zusammensetzung der Luft. Wenn diese über eine Schüttung von Glasperlen geleitet wird, ist die Linie viel gleichmäßiger

An dieser Stelle sollen noch ältere Versuche erwähnt werden, mit denen ein Thermodiffusionseffekt in der freien Atmosphäre hätte festgestellt werden können: tatsächlich zeigte sich in der Nachbarschaft großer gekühlter Flächen eine kleine Erhöhung der CO_2-Konzentration. Die Kleinheit dieser Effekte ist heute verständlich, da die Gasdiffusionstrennung für meßbare Effekte nicht ausreicht und die Kernanreicherung bei der Barytlaugenmethode, wenn überhaupt, nur zu einem kleinen Teil herauskommt.

Durch das Entgegenkommen des Direktors der Wiener Universitäts-Sternwarte steht seit etwa einem Jahr ein Raum der Sternwarte für die Aerosoluntersuchungen zur Verfügung. Da das Gebäude in einem

großen Park, rund 50 Meter über dem durchschnittlichen Straßenniveau, liegt, sind grobe Störungen durch die Immissionen des Straßenverkehrs ausgeschlossen. Mit gewissen langsamen Schwankungen des CO_2-Pegels wird man allerdings rechnen müssen als Folge der Heizungen und Industrien der weiteren Umgebung; im Sternwartegebäude sind nur einige Wohnräume beheizt, das Aerosol-Laboratorium selbst besitzt elektrische Heizung.

Trotzdem ergibt eine Durchsicht laufender Messungen über mehrere Monate eine deutliche Abhängigkeit der CO_2-Werte von der Luftmasse, und zwar handelt es sich um eine Zunahme des Wertes von Arktisluft gegen Tropikluft. Dies steht in Übereinstimmung mit dem etwas weniger eindeutigen Befund von Steinhauser, sowie mit den von ihm zitierten Angaben von K. Buch (Helsinki). Die älteren Messungen des Verfassers (s. oben) hatten ebenso eindeutig den entgegengesetzten Gang gezeigt, was aber, wie bereits erwähnt, auf die Verwendung der grünen Flaschen zurückgeführt werden muß. Die neuen Messungen sind in normal durchsichtigen Glasgefäßen ausgeführt und für die Messungen der anderen Autoren kann man wohl ohne weiteres dasselbe annehmen.

4. Der Lichteinfluß

Wenn man die in einen Glaskolben, wie vorstehend beschrieben, eingebrachte Luftprobe vor der Messung mit Licht einer bestimmten Farbe bestrahlt, so bekommt man in der Regel einen anderen Meßwert als mit einer gleichzeitig gezogenen unbestrahlten Probe. Zum Beispiel wurden die ersten Bestrahlungsversuche mit grünem Licht vorgenommen, wozu unter anderem Beobachtungen bei den Versuchen mit den erwähnten grünen Flaschen Veranlassung waren. Es sind jedoch auch andere Farben in dieser Weise wirksam. Ob aber überhaupt ein Differenzeffekt auftritt, welche Größe er hat, ja auch welches Vorzeichen er hat, das hängt, wie sich begreiflicherweise erst später herausstellte, von der Wetterlage oder, wie man jetzt genauer sagen würde, von der jeweiligen Kernlage ab. Diese Kernlage ist in erster Linie eine Funktion der Luftmasse und deren Vorgeschichte; jedoch spielen auch lokale Einflüsse, vor allem die Strahlungsverhältnisse, eine Rolle. Es erhebt sich sofort die Frage, wenn überhaupt ein Lichteinfluß vorhanden ist, welchen Einfluß das jeweils herrschende Tageslicht auf das atmosphärische Aerosol hat, und damit die Frage, auf welchen Leerversuch eine systematische Untersuchung des Lichteinflusses zu basieren ist. Man kann z. B., wie es auch geschah, die Versuche so machen, daß man die Versuchskolben zunächst ins Dunkle bringt und dann erst, nach einer angemessenen Zeit, den einen Kolben, z. B. grün bestrahlt. Man kann auch einen Bezugskolben im Tageslicht stehen lassen und den zweiten nur dem grünen Licht aussetzen (ohne Tageslicht). Diese und andere Versuchsvarianten kranken aber daran, daß sich die ins Dunkle gebrachte Luftprobe nach einer recht unübersichtlichen Zeitfunktion verändert, wobei man nicht einmal sagen kann, daß sie keiner Strahlung

ausgesetzt wäre, weil ja die Wärmestrahlung immer vorhanden ist, und wobei man außerdem damit rechnen muß, daß die Kerne während der Stehzeit durch Diffusion an die Glaswände gelangen. Da es somit weniger sinnvoll erscheint, so stark veränderte Luftproben zu untersuchen, wurde bei den größeren Versuchsreihen immer die erstgenannte Methode verwendet, so daß die jeweilige Bezugssubstanz immer das gerade vorhandene natürliche Aerosol, im Gleichgewicht mit dem jeweiligen Tageslicht, ist. Die älteren, recht umfangreichen Versuche mit verschiedenfarbigem Licht wurden von J. Kunz und L. Balcarczyk in Wien-Penzing und von G. Wagner, Technische Hochschule Wien, durchgeführt. Es wurde eine große Anzahl von wirksamen Spektralfarben festgestellt; die Zuordnung zu bestimmten Luftmassen gelang teilweise recht gut, im ganzen aber waren die Ergebnisse noch nicht sehr übersichtlich. Da auch die experimentelle Ausrüstung bescheiden war: es wurde mit verschiedenen, spektral nicht ganz einwandfreien Farbgläsern und dann mit einem sehr einfach improvisierten Monochromator gearbeitet, wurden die Spektralversuche nunmehr in dem neuen Laboratorium im Gebäude der Wiener Sternwarte von Balcarczyk und Lanzel wieder aufgenommen.

Die reinen Spektralfarben werden durch Schottsche Interferenzfilter hergestellt, und zwar werden, um das ganze Spektrum gleichmäßig durchgehen zu können, die sogenannten Verlauffilter benützt; für die erste Orientierung ein Bandfilter, für die genauere Festlegung der Spektralbereiche Linienfilter. Die Wendel einer Spezialglühlampe wird auf den Spalt vor dem Verlauffilter abgebildet, hinter diesem fällt das Lichtbündel wieder auseinander und der Versuchskolben steht dann etwa in ein Meter Abstand so, daß er völlig ausgeleuchtet ist.

Auch der Einfluß der Intensität wurde diesmal überprüft. Die Beleuchtungsstärke ist ungefähr von gleicher Größe wie die der entsprechenden Spektralfarbe im Tageslicht. Unter diesen Bedingungen kann man im allgemeinen mit Sättigung rechnen, so daß eine weitere Erhöhung der Beleuchtungsstärke nichts bringt. Um anderseits eine Verringerung der Größe des Effekts festzustellen, muß man schon sehr beträchtlich unter diese Beleuchtungsstärke gehen (E. Weywoda).

Verläßliche Vergleiche der verschiedenen Spektralfarben sind im Prinzip nur möglich, wenn die betreffenden Versuche gleichzeitig gemacht werden, weil man sonst keine Sicherheit hat, daß es sich um dieselbe Kernlage handelt. Es ist natürlich unmöglich, dies auch nur für einen Teil des sichtbaren Spektrums durchzuführen. Es genügt aber, wenn man immer je zwei verschiedene Spektralfarben gleichzeitig untersucht, und zu diesem Zweck werden zwei vollkommen gleiche Beleuchtungsanordnungen mit Verlauffiltern verwendet. Im übrigen hat man natürlich auf Grund der langjährigen Erfahrung doch genügend Anhaltspunkte für die Beurteilung der Konstanz der Kernlage zur Verfügung. Aus den Ergebnissen heben sich folgende besonders wirksame Stellen des Spektrums heraus:

460 mμ 550 mμ 610 mμ

Je nach der Kernlage sind diese aber in ganz verschiedenen Kombinationen wirksam.

Abb. 3. Bestrahlungseffekte als Funktion der Wellenlänge. Gesamtstatistik aus einigen hundert Messungen ohne Berücksichtigung der Wetterlage und ohne Berücksichtigung des Vorzeichens

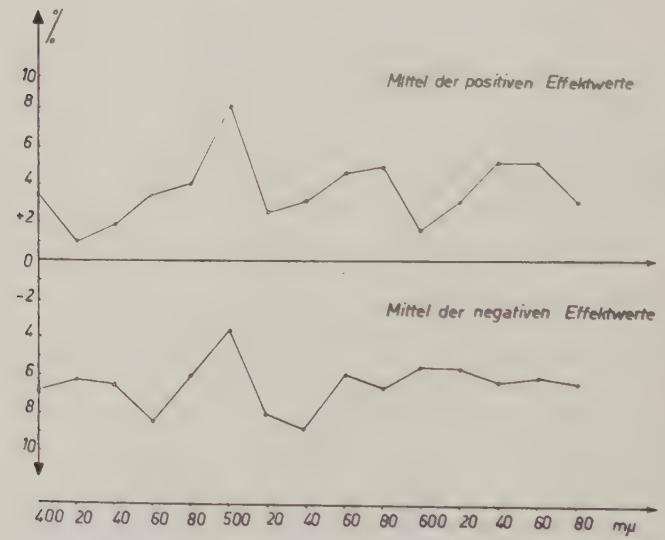


Abb. 4. Wie Abb. 3, aber mit Berücksichtigung des Vorzeichens

Zur ersten Unterscheidung wurden die jeweils von der Zentralanstalt für Meteorologie festgestellten Luftmassen herangezogen, wobei sich eine sehr gute Zuordnung treffen ließ. Um aber jede Willkür bei der Beurteilung der Resultate auszuschließen, wurden versuchsweise

einmal sämtliche Daten in eine gemeinsame Statistik zusammengeworfen, um zu sehen, ob die charakteristischen Stellen des Spektrums dabei noch herauskommen. Es zeigt sich, daß dies trotz der geradezu brutalen Auswertung der Fall ist, wie die gegebene Spektralkurve (Abb. 3) zeigt. Deutlicher wird die spektrale Abhängigkeit bereits, wenn man das Vorzeichen der Effekte berücksichtigt, also positive und negative Werte getrennt aufträgt, was ja auch noch ohne jede Willkür geschehen kann (Abb. 4). Auf bestimmte Großwetterlagen bezogen, sind die Maxima selbstverständlich viel schärfer. Über die Zuordnung der empfindlichen Bereiche zu den meteorologisch bestimmten Luftmassen gibt die Tabelle Auskunft.

Tabelle 1. Die Effekte dreier wirksamer Wellenlängen, nach Luftmassen geordnet

mAK

Tag	460 mμ	550 mμ	610 mμ
11. 3.	− 7%	− 7%	− 7%
13. 3.	− 8%	− 7%	−14%
16. 6.	− 8%	− 6%	− 8%
22. 5.	−11%	−22%	−11%

mTW

Tag	460 mμ	550 mμ	610 mμ
24. 3.	− 7%	− 8%	− 4%
15. 4.	− 2%	− 4%	−27%
16. 4.	− 8%	− 1%	−12%

mGAK

Tag	460 mμ	550 mμ	610 mμ
10. 4.	+17%	−17%	+17%
11. 4.	+11%	−12%	+11%
14. 5.	+ 7%	− 7%	+ 8%

mGTW

Tag	460 mμ	550 mμ	610 mμ
14. 4.	+ 7%	−21%	+11%
17. 4.	+ 1%	− 9%	+ 2%
18. 6.	+ 3%	−27%	+ 2%

cGAK

Tag	460 mμ	550 mμ	610 mμ
1. 4.	−13%	− 5%	+ 5%
26. 5.	− 3%	− 4%	+10%

TW

Tag	460 mμ	550 mμ	610 mμ
23. 3.	+ 3%	+ 5%	− 6%
19. 6.	+ 8%	+ 5%	−15%

Die Größe der Effekte bewegt sich im allgemeinen von einigen Prozent bis etwa 10% (relativ zum CO_2-Wert der unbestrahlten Kolben), in einzelnen Fällen aber noch wesentlich höher. Für die Auswertung der Statistik wurden vielfach kleinere Werte weggelassen, um jede Unsicherheit auszuschließen.

Zum Kapitel Lichteinfluß ist noch eine Beobachtung von G. Wagner zu erwähnen: Wenn man nämlich die Zuleitung zum Versuchskolben etwas drosselt, so daß im Kolben ein leichter Unterdruck vorhanden ist, so entsteht unter Umständen ein ganz feiner Nebel, den man durch einen zarten Tyndalleffekt feststellen kann. Diese feinen Nebelschwaden

wandern im grünen Licht zur Lichtquelle, im weißen Licht von dieser weg (negative und positive Photophorese). Es ist bemerkenswert, daß die Erscheinung nur dann beobachtet wird, wenn das Aerosol gleichzeitig einen Grüneffekt aufweist.

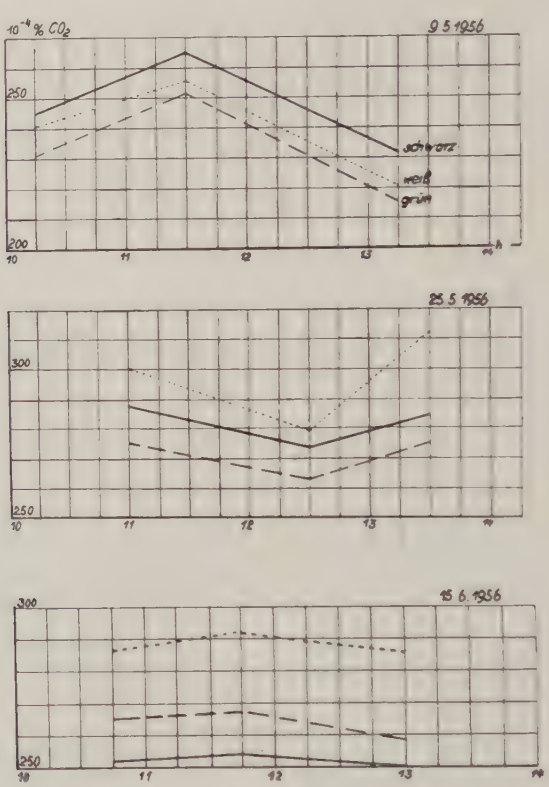


Abb. 5. Vergleichende Messungen in weißem, grünem und schwarzem Kolben. Bei gleichbleibender Luftmasse bleibt die Reihenfolge gleich

Es wurde auch gelegentlich versucht, den Einfluß der Beleuchtung auf die in der Luft vorhandenen Ionen zu überprüfen. Angeregt wurden diese Versuche durch Ergebnisse von Ionenmessungen, die G. Ortner in Ägypten gewonnen hatte. Dortselbst wurde festgestellt, daß je nach der Beleuchtung eine Verschiebung im Beweglichkeitsspektrum der Ionen eintritt. Schließlich ist ja anzunehmen, daß auch die Kohlensäurekerne teilweise elektrisch geladen sind. Tatsächlich ergeben auch unsere (unveröffentlichten) Versuche, daß sowohl die Beweglichkeit (Sättigungsspannung) als auch das Verhältnis der positiven und negativen Ionen sich ändert, wenn man mit Grünlicht, bzw. Weißlicht einer Glühlampe bestrahlt. Ohne auf Einzelheiten einzugehen, wird man ver-

muten, daß hiebei die Änderung der Koagulationswahrscheinlichkeit eine Rolle spielt.

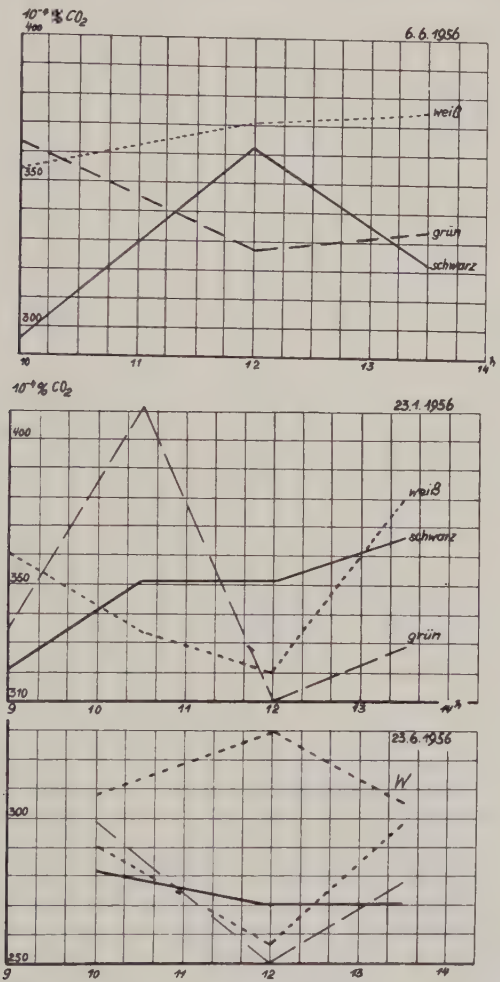


Abb. 6. Vergleiche wie in Abb. 5. Hier ändert sich die Luftmasse im Laufe des Versuchstages: die Meßwerte ändern sich jetzt unregelmäßig zueinander

Man kann noch die Frage stellen, wie weit oder inwiefern die gemessenen CO_2-Differenzen bei verschiedenen Farbbeleuchtungen von der Meßmethode selbst abhängen. Hiezu wurden die in Abschnitt 2 angeführten chemischen Methoden auf Farbeffekte angewendet (E. Lanzel), wobei, um nur irgendeinen Beleuchtungsunterschied zu haben, je ein Kolben grün lackiert, schwarz lackiert, bzw. blank gelassen wurde. Je nach der Kernlage ergab sich eine verschiedene

Reihenfolge für die Werte weiß, grün und schwarz. Jedoch war diese Reihenfolge bei den verschiedenen Meßmethoden verschieden (Abb. 7), ohne daß etwa eine Methode oder eine Farbe den größten Wert ergeben hätte. Es ist daraus zu schließen, daß keine der bis jetzt verwendeten Methoden den gesamten CO_2-Wert (Gas *und* Kernphase) registriert.

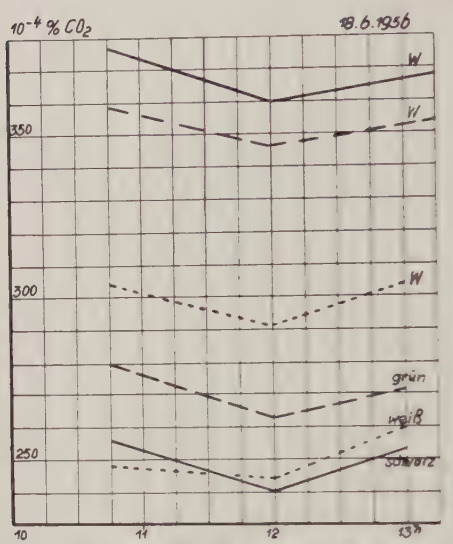


Abb. 7. Wie bei Abb. 5; hier sind außer den Versuchen mit der Barytlaugenfüllung gleichzeitige Versuche nach der WINKLER-Methode (*W*) eingetragen: verschieden sind nicht nur die Absolutwerte, sondern auch die relativen Farbeinflüsse (Reihenfolge)

An einigen Beispielen kann man sehen, daß die Reihenfolge der Meßwerte (weiß, grün, schwarz) an Tagen konstanter Luftmasse gleich bleibt, auch wenn sich der allgemeine CO_2-Pegel etwas ändert (die Versuche sind im Stadtgebiet gemacht); bei unruhigem Wetter, also wechselnder Luftmasse, ändert sich diese Reihenfolge oft sprunghaft (Abb. 5 bis 7).

Die Messungen der Bestrahlungsintensität ergaben, wie bereits bemerkt, daß in vielen Fällen schon eine verhältnismäßig kleine Intensität des zusätzlichen Farblichtes ausreicht, um einen deutlichen Kohlensäureeffekt hervorzurufen. Dies führt auf die Vermutung, daß die betreffende wirksame Bande oder Linie des Spektrums in dem während des Versuchs herrschenden Tageslicht fehlt oder doch geschwächt ist. Dies wäre auch deswegen plausibel, weil ja die empfindlichen Kerne sicher nicht nur in Bodennähe, sondern auch in einer etwas höheren Schichte der Atmosphäre vorhanden sein werden und sich durch Absorption der betreffenden Linie bemerkbar machen müssen. Versuche, solche Absorptionen mit Spektrographen mittlerer Auflösung im Tageslicht zu finden, hatten keinen Erfolg; sie wurden daher mit dem großen Gitterspektrographen des II. Physikalischen Institutes fortgesetzt (E. REEGER und E. WEYWODA). Für diesen reichte die Intensität des diffusen Tageslichtes nicht aus, weshalb die Aufnahmen im Sonnenlicht gemacht wurden. Auch hier konnte bisher kein positives Ergebnis erzielt werden; es ist natürlich auch sehr schwierig, unter den rund 60 000 bekannten Absorptionslinien des terrestrischen Sonnenspektrums die erwarteten, vermutlich kleinen Änderungen in Abhängigkeit von der Großwetterlage zu finden. Deshalb sind noch Versuche mit einer kontinuierlichen Lichtquelle (Scheinwerfer) in Vorbereitung.

5. Der Wirkstoffeinfluß

Auch der Zusatz von winzigen Mengen gewisser Stoffe zur Luftprobe hat die Wirkung, den CO_2-Meßwert zu verändern: sie werden hier Wirkstoffe genannt. Sie haben mit den Wirkstoffen der Biologie natürlich nichts zu tun, haben aber auch die Eigenschaft, in außerordentlich kleinen Dosen wirksam zu sein, so daß sie keineswegs an dem Umsatz in dem chemischen Nachweismittel an sich beteiligt sein können. Es handelt sich durchwegs um geruchsbehaftete Stoffe, z. B. die Hallogene und verschiedene organische Substanzen, wie etwa Benzin mit seinen Olefinen (Benzol ist unwirksam), Kampfer u. dgl. Von Naturprodukten wurden z. B. Gewürznelken mit positivem Erfolg versucht. Der Zusatz der Wirkstoffspuren kann experimentell vor dem Ansaugrohr oder auch direkt in den Versuchskolben erfolgen.

Auch für die Wirkstoffe gilt die Abhängigkeit von der Großwetterlage. Die längsten Meßreihen wurden noch in Thumerbach, bzw. Zell am See und auf der Schmittenhöhe durchgeführt, wo wegen der geringen lokalen Störungen die Abhängigkeit von der Luftmasse sehr deutlich zum Vorschein kam. Hier gilt allerdings die Einschränkung (siehe Abschnitt 3), daß die Proben noch durchwegs in den grünen Flaschen genommen wurden, so daß die gemessenen Effekte nicht auf die ursprüngliche Luftprobe, sondern auf eine bereits sich im Grünlicht befindende Probe zu beziehen sind. Zum Beispiel ergab sich damals durchwegs eine positive Wirkung, also Abspaltung von den Kernen, bei Zusatz von Chlor, wenn Westwetter herrschte. Spätere Versuche an einer improvisierten Meßstelle im Garten der Wiener Sternwarte ergaben an weißen Versuchskolben gerade das Gegenteil, wenn auch nicht mit der selben Sicherheit eben wegen der in Wien erheblichen lokalen Änderungen. Die früheren Versuche aber ergaben noch einen weiteren interessanten Effekt, der wohl auch nur im störungsfreien Gebiet festzustellen ist, daß nämlich die Änderungen der Kohlensäurewerte ebenso wie die der Farb- und Wirkstoffeffekte mit der Luftmasse manchmal schon auftreten, bevor die Änderung der Luftmasse in den meteorologischen Daten am Boden in Erscheinung tritt. Und zwar ist dies deutlich bei Arktisluft-Einbruch zu bemerken. Diese Beobachtung deutet auf voreilende Änderungen in größerer Höhe mit entsprechender Änderung der Strahlungsverhältnisse am Boden.

6. Vorabscheidung der Kerne

Die Erklärung der hier beschriebenen Erscheinungen durch die Annahme der Existenz von Kohlensäurekernen läßt sich überprüfen, wenn man die Luftprobe sorgfältig von Schwebstoffen reinigt, also filtert. Durch gewöhnliche Papierfilter werden allerdings die Effekte nicht merklich verringert. Dies ist auch zu erwarten (siehe Abschnitt 8), da es sich um außerordentlich kleine Teilchen handeln muß. Sehr kleine Schwebstoffteilchen können verläßlich nur durch Thermophorese abgeschieden werden. Dieser Versuch wurde mit einem Doppelzylinder-

rohr, das innen gekühlt und außen beheizt war (Abb. 8), durchgeführt und ergab eindeutig das Verschwinden der Differenzeffekte bei der auf diese Weise gereinigten Luft. Auch eine Reinigung der künstlich ionisierten Luftprobe in einem elektrischen Abscheider führte zu einem fast ebenso deutlichen Ergebnis, obwohl die elektrische Abscheidung nicht quantitativ sein dürfte. Eine deutliche Verminderung des Effektes erhielt man auch mit dicken Schwebstoffiltern.

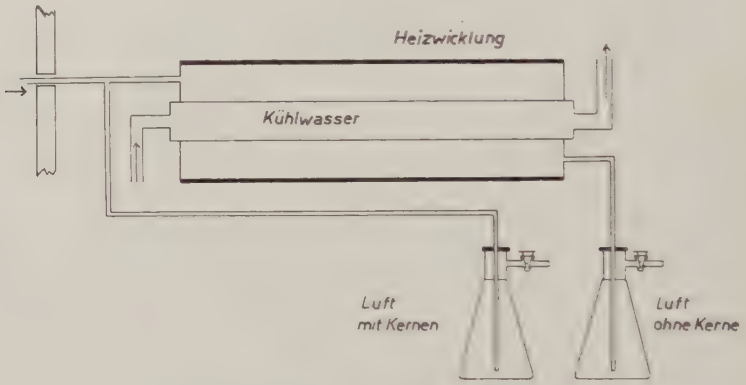


Abb. 8. Thermischer Abscheider, schematisch

7. Versuche mit Membranfiltern

Bei den vorgenannten Abscheidemethoden ist eine Präparation der Kerne in unveränderter Form aus verschiedenen Gründen nicht möglich. Eine günstigere Möglichkeit schien sich aber zu ergeben durch die modernen Membranfilter, die sehr kleine und verhältnismäßig gleichmäßige Poren haben und trotzdem nur ein geringes Gewicht aufweisen, so daß ein direkter Nachweis durch Wägung erhofft werden konnte. Versuche in dieser Richtung (H. STEKEL) ergaben zunächst unübersichtliche Resultate, die erst gedeutet werden konnten, als erkannt wurde, daß die Kerne auf dem Membranfilter sehr bald in ihre Bestandteile, nämlich CO_2 und H_2O, zerfallen und das Filter als Kohlensäuregas und Wasserdampf wieder verlassen. Es ist daher zwar eine beliebige gewichtsmäßige Anreicherung auf dem Filter nicht möglich, wohl aber kann die vom Zerfall herrührende Kohlensäure nach dem Filter chemisch absorbiert und gewichtsmäßig bestimmt werden (Abb. 9). Weitere interessante Aufschlüsse bekommt man, wenn man gleichzeitig durch einen Belichtungsversuch, z. B. mit dem wirksamen Grünlicht, die Kernlage bestimmt. Es zeigt sich nämlich, daß bei Luftproben, welche einen positiven Grüneffekt aufweisen, der ja von dem Zerfall kohlensäurebeladener Kerne herrühren muß, diese auf dem Membranfilter zunächst haften bleiben und dann nach dem Zerfall wägbare Kohlensäuremengen zeigen. Hat die Luftprobe aber einen

negativen Grüneffekt, enthielt sie also primär nur kleine, unbeladene Kerne, so bleiben die beschriebenen Effekte am Membranfilter aus,

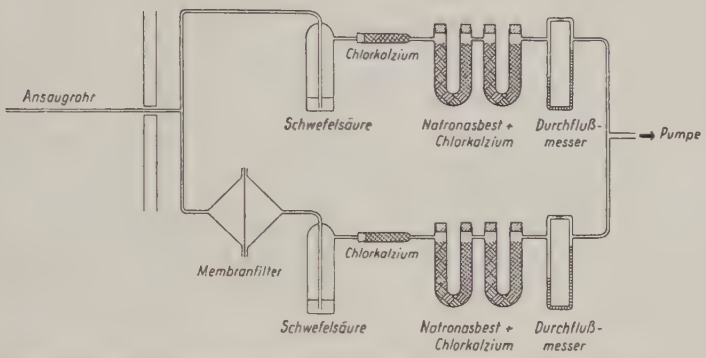


Abb. 9. Differenzversuch zur gewichtsanalytischen Bestimmung des auf dem Membranfilter freigemachten CO_2

so daß man annehmen muß, daß diese kleinen Kerne die Poren des Membranfilters passieren können. Eine Bestätigung dieser Auffassung

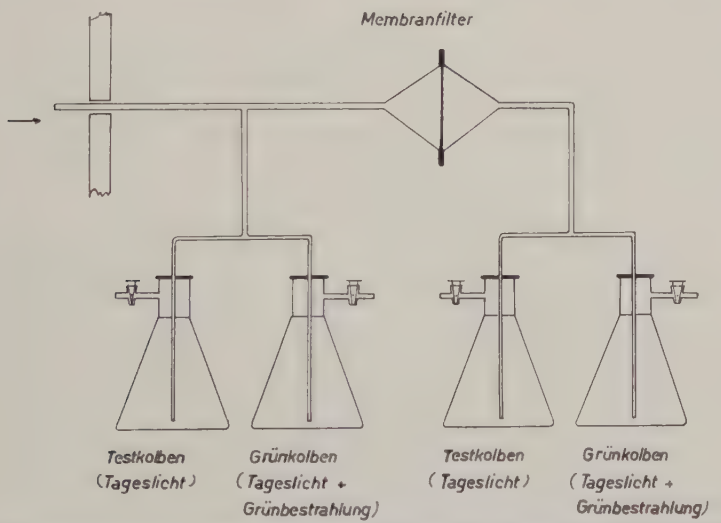


Abb. 10. Anordnung zur gleichzeitigen Bestimmung der Änderung des Filtergewichtes und des Grüneffektes, sowohl der gefilterten als auch der ungefilterten Luft

ergibt sich aus folgendem Versuch (Abb. 10): man macht den Belichtungsversuch sowohl vor als auch nach dem Membranfilter (parallel). Die Probe vor dem Filter kann nun je nach Wetterlage einen positiven (Abspaltung) oder negativen (Anlagerung) Effekt ergeben. Im ersteren

Fall handelt es sich um CO_2-beladene, also große Kerne: dann bleibt der Belichtungseffekt nach dem Membranfilter aus. Im zweiten Fall sind die primären Kerne klein, können also das Filter passieren und man findet tatsächlich auch nach dem Filter den Anlagerungseffekt.

Diese Versuche ergaben erstmalig die Möglichkeit, den Anteil der Kernkohlensäure am Gesamtkohlensäuregehalt der Luft festzustellen; er ergab sich von der größenordnungsmäßigen Gewichtskonzentration 100 mg/m³ Luft.

Experimentell interessant ist vielleicht noch die Tatsache, daß die Kerne durch grobkörnige Absorptionsmittel (z. B. Natronkalk) nahezu quantitativ durchgehen, wie es ja von sehr feinen Aerosolen bekannt ist, so daß man tatsächlich etwa eine Luftprobe vollkommen vom gasförmigen CO_2 befreien kann und trotzdem nach der Umsetzung der Kerne am Membranfilter wieder beträchtliche Mengen von CO_2 nachweisen kann.

8. Größe, Zahl und Aufbau der Kerne

Sowohl aus den Licht-, als auch aus den Wirkstoffversuchen läßt sich ein Schluß auf die Menge der Kernkohlensäure ziehen. Die Gesamtmenge des CO_2 in der atmosphärischen Luft ist im Mittel rund 600 mg m³; da die genannten Effekte 10% verhältnismäßig oft erreichen oder überschreiten und die Kerne nicht gut aus reinem CO_2 bestehen können, muß mit einer Gewichtskonzentration der Kernsubstanz von der Größenordnung 100 mg m³ gerechnet werden. Diese nach sonstigen Erfahrungen recht überraschende Konsequenz der Kernhypothese erweckte ernste Bedenken gegen dieselbe, bis eben durch die Versuche mit Membranfiltern der Nachweis entsprechend großer Mengen von Kernkohlensäure tatsächlich gelang.

Auf den ersten Blick erscheint es merkwürdig, daß ein so dichtes Aerosol nicht sofort an einer starken Trübung der Luft bemerkbar wird; diese Trübung hängt jedoch im hohen Maße von der Teilchengröße ab. Während sie bei 10^{-5} cm Teilchendurchmesser noch sehr beträchtlich sein müßte, ist die gleiche Gewichtskonzentration bei einem Durchmesser von 10^{-6} cm bereits praktisch unsichtbar. Aus dieser Überlegung kann also auf die Teilchengröße geschlossen werden. Die Teilchenzahl muß dann mindestens 10^9 cm³ betragen, also um Größenordnungen mehr als aus den Arbeiten über Kondensationskerne bekannt ist. Bei diesen Teilchenzahlen muß allerdings schon mit einer gewissen Koagulationshemmung gerechnet werden, weil sich sonst die Zahl durch Sedimentation rasch vermindern würde.

Dies führt weiter auf die Frage nach dem chemischen und physikalischen Aufbau der Kerne. Neben dem CO_2 als Kernsubstanz führen unter anderem die Membranfilterversuche zu der Annahme, daß auch H_2O wesentlich am substanziellen Aufbau beteiligt ist, was ja nach dem sonstigen chemischen Verhalten auch naheliegt. Nun zeigen die Lichtversuche einen Einfluß von im sichtbaren Gebiet liegenden Wellen-

längen, für die aber sämtliche Bestandteile der atmosphärischen Luft keine bekannten Absorptionslinien haben. Man muß daher annehmen, daß die Absorption der wirksamen Spektralbereiche an Spurenstoffen erfolgt, welche am Aufbau der Kerne beteiligt sind. Dabei könnte es sich freilich auch um Absorptionsniveaus handeln, welche nicht direkt durch bestimmte Moleküle, sondern erst durch die Struktur der Anlagerung bedingt sind. Außer früheren Vermutungen bezüglich derartiger Aktivatoren (J. Kunz), wurde neuerdings der Frage nach der Mitwirkung verschiedener Stickstoffverbindungen nachgegangen. F. Munczak hat in ausgedehnten chromatographischen Versuchen die Anwesenheit von einer Reihe ninhydrinpositiver Substanzen in Luftproben feststellen können und dieselben durch Vergleich mit bekannten Stoffen als Amminosäuren gedeutet. Von einigen dieser Stoffe ist aus physiologischen Daten bekannt, daß sie die Eigenschaft haben, CO_2 anzulagern. Die Chromatogramme geben tagweise recht verschiedene Ergebnisse, vor allem was die Größe des Effektes betrifft, der oft auch über längere Zeit fast verschwinden kann. Für eine Reihe von Versuchen ließ sich ein Zusammenhang mit der Wetterlage feststellen. Das Vorschalten eines Membranfilters in der Ansaugleitung konnte an manchen Versuchstagen den chromatographischen Effekt fast zum Verschwinden bringen, an anderen Tagen hatte dies keinen Einfluß. Ein schlüssiger Vergleich mit dem zeitlichen Verlauf der Kohlensäureeffekte fehlt leider noch, weil gerade zu der Zeit der chromatographischen Versuche die Titrationsmessungen sehr lückenhaft waren.

Die als „Wirkstoffe" festgestellten Substanzen scheinen als primäre Kernbildner (Aktivatoren) nicht in Betracht zu kommen, da zu Zeiten träger Kernlage (z. B. in einem alten Hoch) auch mit verschiedenen Wirkstoffen keine oder nur geringfügige Effekte beobachtet wurden.

Zur Stabilität der Kerne kann folgendes gesagt werden: Daß mit der Barytlaugenmethode überhaupt Anlagerungseffekte meßbar werden, zeigt eine gewisse Stabilität der Kerne in der verdünnten Lauge, doch ist die Stabilität nicht unbegrenzt. G. Wagner hat gefunden, daß nach 24stündigem Schütteln der Differenzeffekt praktisch verschwindet. Im Aerosolzustand erfordern die Veränderungen eine gewisse Zeit. Dies stellt man nicht nur etwa bei zusätzlicher Belichtung fest, sondern erkennt es auch daran, daß eine ins Dunkle gebrachte Luftprobe ihren Meßwert mit der Zeit verändert.

Es fragt sich nun noch, wie der Zustand eines Kernes im Aerosolstadium von der Umgebung abhängt. Hier konnte gezeigt werden (H. Stekel), daß bei künstlichem Zusatz von CO_2 zu einer natürlichen Luftprobe die Anlagerungseffekte größer werden, aber einer gewissen Sättigung zustreben; die Abspaltungseffekte hingegen ändern sich zunächst nicht, wohl aber können sie bei großen zusätzlichen CO_2-Dosen in eine Anlagerung umschlagen. Wenn man die natürliche Luftprobe vor dem Versuch längere Zeit mit dem zusätzlichen CO_2 stehen läßt, kann bei kleineren Dosen auch eine größere Abspaltung beobachtet werden (Abb. 11). Dies zeigt, daß je nach der Kernlage zwar eine

Neigung entweder zu Abspaltung oder zu Anlagerung besteht, daß aber außerdem das Gleichgewicht mit dem umgebenden Partialdruck eine deutliche Rolle spielt. Man sieht weiter daraus, daß die Bindung des CO_2 in den Kernen doch keine sehr feste nach Art einer chemischen Verbindung sein kann, wenn das Aus- und Einsteigen der CO_2-Moleküle schon durch solche Änderungen des Milieus beeinflußt werden kann.

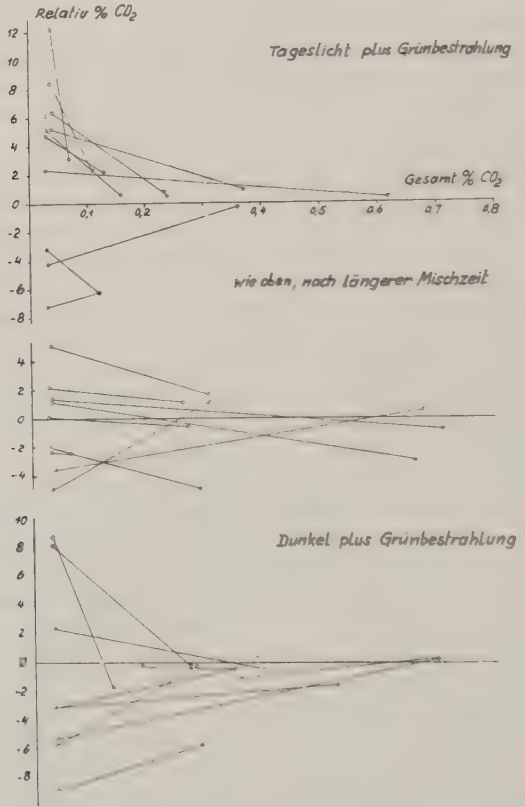


Abb. 11. Messung des Grüneffektes (Differenzwert) bei künstlichem CO_2-Zusatz zu atmosphärischer Luft. Positiver Effekt bedeutet Abspaltung, negativer Anlagerung. Die Linien verbinden jeweils eine Messung der ursprünglichen Luftprobe mit einer solchen mit künstlich erhöhtem CO_2-Gehalt

Von der Entstehung der Kerne in der freien Atmosphäre kann man sich vielleicht folgende Vorstellung machen: Ebenso wie es zwischen dem flüssigen und dem festen Zustand vielfach keine scharfe Grenze gibt, müssen wir auch mit Übergangszuständen zwischen gasförmiger und kondensierter Phase rechnen. Auch im Gas müssen sich ja bei fallweiser Annäherung der Moleküle die zwischenmolekularen Kräfte bemerkbar machen und können dabei zur Schwarmbildung führen.

Sicher haben diese Schwärme im allgemeinen eine sehr kleine Lebensdauer; am günstigsten stehen die Aussichten offenbar für das H_2O-Molekül, welches von allen atmosphärischen Bestandteilen dem Kondensationspunkt am nächsten ist.

Wenn andere, chemisch verwandte Moleküle zu einem solchen Schwarm stoßen, so wird dies zumeist zu einer etwas höheren Stabilität führen. In unserem Falle dürfte das CO_2-Molekül eine wichtige Rolle spielen, schon weil es die noch spurenweise vorhandenen nicht permanenten Bestandteile der Atmosphäre an Häufigkeit bei weitem übertrifft. Durch die größere Lebensdauer dieser Gebilde wird nun die Wahrscheinlichkeit der Anlagerung weiterer Fremdmoleküle erhöht. Diese mögen als „Aktivatoren" verantwortlich sein für die Existenz der verschiedenen Kernarten, die nach den Versuchsergebnissen notwendig angenommen werden müssen. Es kann sich aber auch um rein strukturelle Unterschiede handeln und schließlich ist auch ein primärer Lichteinfluß, insbesondere des kurzwelligen Anteils, durchaus wahrscheinlich.

Zusammenfassend kann man die hier skizzierte Vorstellung so formulieren, daß die Zwischenphase der Vorkondensation, die prinzipiell immer möglich ist, unter den speziellen Bedingungen unserer Atmosphäre deutlicher und auf besondere Art in Erscheinung tritt.

Die bekannten „Kondensationskerne" sind (soweit sie nicht überhaupt anderer Art sind) nur ein kleiner Bruchteil dieses kolloidalen Systems, eben jener, welcher sich in der Expansionskammer und unter ähnlichen atmosphärischen Bedingungen als besonders geeignet für eine weitere H_2O-Kondensation erweist.

Die Kohlensäurekerne sind zwar auch gegenüber den Gasmolekülen noch in einer verschwindenden Minderheit; absolut genommen ist jedoch ihre Zahl (und auch ihre gewichtsmäßige Konzentration) so groß, daß man sich wundern müßte, wenn sie keinen Einfluß auf den Haushalt unserer Atmosphäre hätten, sei es nun in meteorologischer, klimatischer oder biologischer Hinsicht. Überlegungen in dieser Richtung gehen aber über den Rahmen dieses Berichtes hinaus.

Der Verfasser benützt gerne die Gelegenheit und dankt dem Direktor der Wiener Universitäts-Sternwarte, Herrn Prof. J. Hopmann, für die Überlassung eines Raumes, dem Bundesministerium für Unterricht und der Bundesgebäudeverwaltung für dessen sehr zweckmäßige Adaptierung und Einrichtung, Herrn Prof. E. Schmid für die Überlassung des großen Gitterspektrographen des II. Physikalischen Institutes und schließlich dem European Research Office für finanzielle Unterstützung.

Literatur

Brukl und Balcarczyk, Zur Bestimmung der Kohlensäure in Luft. Acta Phys. Austr. **10**, 198—205 (1956).

Kunz, J., Über die Bildung und Zerstörung von Kohlendioxyd-Anlagerungen und -Speicherungen in der Atmosphäre. M. Chem. **83**, 946 (1952).

Ortner, G., Intermediate und large atmospheric ions at Cairo-Giza. J. atmos. terr. Phys. **7**, 31—39 (1955); Einfluß des Lichtes auf das Beweglichkeitsspektrum atmosphärischer Ionen. Acta Phys. Austr. **10**, 175—180 (1956).

Stetter, G., Über eine kolloidale Phase der Kohlensäure in der Atmosphäre. Anz. Österr. Akad. Wiss. **89**, 131 (1952); Kohlensäuremessungen als Hilfsmittel zur Erforschung des atmosphärischen Aerosols. Z. Aerosol-Forsch. **5**, 5, 361—374 (1956).

Stetter, G. und H. Stekel, Ein gravimetrischer Nachweis der atmosphärischen Kohlensäurekerne. Z. Aerosol-Forsch. **8**, 23-34 (1959).

Wagner, G. und E. Hackl, Analytische Untersuchungen über den CO_2-Gehalt der Atmosphäre. 1951, Dipl.-Arbeit TH. Wien.

Wagner, G., Analytische Untersuchungen über den Kohlendioxydgehalt der atmosphärischen Luft. Österr. Chem. Ztg. **54**, 133 (1953); Feinst-Aerosole in der Atmosphäre, ihre Bedeutung für die Kohlendioxydanlagerung und damit für die Assimilation. Z. Aerosol-Forsch. **2**, 3, 422—426 (1953).

Wagner, G. und K. Fritz, Vergleichende Messungen von CO_2 in der atmosphärischen Luft und in CO_2-Gasgemischen. Dipl.-Arbeit, TH Wien, 1956.

Wagner, G. und F. Narbeshuber, Vergleichende Untersuchungen von sehr kleinen CO_2-Mengen in Gasen. Dipl.-Arbeit, TH Wien, 1957.

Winkler, L. W., CO_2-Bestimmungsmethode in Luft. Z. anal. Chem. **92**, 23 (1933).

Über das langlebige radioaktive Aerosol*

Von

J. A. Schedling

I. Physikalisches Institut der Universität Wien

Mit 8 Abbildungen

(*Eingegangen am 7. November 1959*)

Das Studium jener Probleme, die durch die Verseuchung der Biosphäre mit Staub und Abgasen der Industrie und des Verkehrs hervorgerufen werden, hat seit der Mitte des vergangenen Jahrhunderts, dank der raschen technischen Entwicklung der Menschheit, eine stetig wachsende Bedeutung erlangt. Die Beherrschung des Kernspaltungsprozesses durch den Menschen erweiterte diesen an sich schon sehr heterogenen und umfangreichen Fragenkomplex um einen weiteren Verseuchungsfaktor, der auf das Auftreten radioaktiver Spaltprodukte zurückzuführen ist.

Als Quellen des atomtechnischen Aerosols sind zu nennen:

1. Versuche mit nuklearen Waffen.
2. Reaktoren im Normalbetriebsfall.
3. Reaktorunfälle.
4. Alle jene Betriebe, die sich mit der Bearbeitung und Verwendung radioaktiven Materials beschäftigen.

Es bleibt ferner noch zu erwähnen, daß durch die gesteigerte Verwendung natürlich aktiver Substanzen z. B. in der Nahumgebung von Aufbereitungsanlagen etc. mit einer Erhöhung der Aktivität gerechnet werden muß. Das atomtechnische Aerosol unterscheidet sich in vielen Eigenschaften von dem in der Atmosphäre stets anwesendem natürlichen Aerosol, dessen Größenspektrum vom molekularen Gebiet der Kleinionen bis zu den Wolken- und Niederschlagselementen der Größenordnung Zehntel Millimeter reicht, überhaupt nicht. Seine Sedimentation und Koagulation verläuft so wie die eines chemisch und physikalisch artgleichen nichtradioaktiven Aerosols der gleichen Kornzusammensetzung. Seine Besonderheit liegt darin, daß es Träger einer

---

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

ionisierenden Strahlung ist und chemisch eine Zusammensetzung aufweist, die von jener des natürlichen Aerosols mehr oder weniger stark abweichen kann.

Soweit sich heute absehen läßt, wirken sich vor allem die Versuche mit nuklearen Waffen großräumig aus, während die anderen genannten Quellen nur zu Änderungen der Aktivität im Nahgebiet um den Ursprungsort führen. Die Verbreitung und Abscheidung des atomtechnischen Aerosols der drei letztgenannten Quellen spielt sich im wesentlichen in der Bodenreibungsschicht der Luft ab; für die Untersuchung dieser Vorgänge lassen sich jene Verfahren anwenden, die auch für das Studium der Staub- und Rauchausbreitung aus industriellen Quellen benützt werden. Im Rahmen dieser Zusammenfassung soll dieses Thema nicht näher behandelt werden, da beabsichtigt ist, in der Hauptsache über jene Phänomene zu berichten, die den radioaktiven „Fallout" nach Kernwaffenversuchen betreffen.

Nach einer von Sittkus [1] angestellten Abschätzung kann man annehmen, daß bei der Explosion einer normalen Spaltbombe einige Millionen Curie, bei jener einer Fusionsbombe mit Uranmantel einige hundert Millionen Curie in die Atmosphäre gelangen. Libby [2] hat die weitere Lebensgeschichte der entstandenen Aktivität in drei verschiedene Arten des Fallout unterteilt:

1. Der lokale Fallout. Er tritt im wesentlichen dann in Erscheinung, wenn die Explosion auf der Erdoberfläche erfolgt, oder der Feuerball diese berührt. Materie wird — zum Teil gasförmig — durch den Sog hochgerissen; nach der Abkühlung bilden sich relativ schwere Teilchen, die noch in der näheren Umgebung des Explosionsortes zur Erdoberfläche zurückgelangen.

2. Der troposphärische Fallout. Dieser besteht aus wesentlich leichteren und kleineren Teilchen. Windströmungen sorgen für deren Verteilung um den ganzen Erdball. Der Ausfall erfolgt trocken oder zusammen mit Niederschlägen in Zeiträumen von 1 bis 3 Monaten. Die Hauptmasse der Aktivität geht gewöhnlich in jenen Breitegraden nieder, in denen auch die Explosion stattfand.

3. Der stratosphärische Fallout. Hier handelt es sich um jenen Teil der entstandenen Aktivität, der in die höheren Schichten der Atmosphäre mitgerissen wird, in denen keine Niederschlagsmechanismen mehr wirksam werden. Die mittlere Verweilzeit der Aktivität in der Stratosphäre wird von Libby mit etwa 10 Jahren angegeben; in dieser Zeit verteilen sich die aktiven Partikeln annähernd gleichförmig um den ganzen Erdball. Neuere Erfahrungen lassen jedoch vermuten, daß die Verweilzeit in der Stratosphäre erheblich kürzer ist, als von Libby geschätzt wurde.

Über die Zuordnung zwischen Art des Fallout und Art der Bombe läßt sich erfahrungsgemäß angeben, daß der Staubpilz einer Atombombe mit einem Äquivalent von Kilotonnen TNT bis zu Höhen von 10 bis 12 km steigt, er findet seine obere Begrenzung durch die Tropopause.

Thermonukleare Bomben mit einem Äquivalent von Megatonnen TNT werden aerosolmäßig bis zu Höhen von 30 bis 40 km wirksam. Einen gewissen Einblick in die Vertikalverteilung der Spaltprodukte pro Gewichts- oder Volumseinheit Luft geben englische Flugzeugmessungen aus dem Jahr 1954 [3]. Das Aerosol wurde mit Hilfe von Filteranordnungen in verschiedenen Höhen gesammelt. Die in Abb. 1 wiedergegebenen Meßresultate [4] lassen erkennen, daß die Spaltproduktkonzentration von der Erdoberfläche bis zur Höhe der Tropopause nur langsam zunimmt, anschließend jedoch stark ansteigt. Diese Messungen, sowie auch norwegische Untersuchungen [5] bestätigen die Vorstellung, daß die Stratosphäre ein Reservoir für die langlebige künstliche Radioaktivität darstellt.

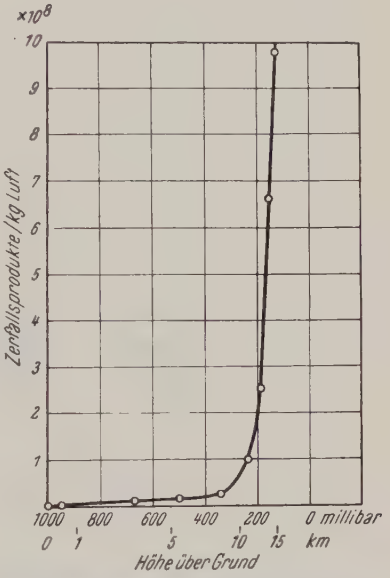


Abb. 1. Vertikalverteilung von Spaltprodukten in der Atmosphäre über England im August/September 1954. Nach [4]

Die Bestimmung der Aktivität des Fallout in jenen bodennahen Luftschichten, in denen der Mensch atmet, bzw. aus denen eine unmittelbare Verseuchung von Boden, Pflanzen und Gewässern stattfindet, wird durch zwei Umstände erschwert. Einerseits ist die zu messende Aktivität gering — sie liegt in der Größenordnung von 10^{-12} μC pro cm^3 —, andererseits überlagert sich ihrem Wert jener der natürlichen Aktivität, der quantitativ überwiegt und außerdem Schwankungen unterworfen ist. Man wird also nur in seltenen Fällen (etwa bei Reaktorunfällen) mit einer direkten Meßmethode brauchbare Ergebnisse erzielen können. Im allgemeinen hat sich jedoch das Verfahren durchgesetzt, das Aerosol aus einem großen Luftvolumen auf einer kleinen Probefläche zu konzentrieren und seine Aktivität nach Abklingen der natürlichen zu messen. Den typischen zeitlichen Verlauf der Betaaktivität einer solchen auf einem Filter gesammelten Probe [6] zeigt Abb. 2. Die Sammelzeit betrug 24 Stunden, die Auswertung begann unmittelbar nach Abschluß der Probenbildung. Die Halbwertszeiten der Folgeprodukte von Radon und Thoron liegen in der Größenordnung einer halben Stunde, bzw. von 10 Stunden (ThB); beide Gruppen sind nach 72 Stunden soweit abgeklungen, daß die dann gemessene Betaaktivität bis auf einen kleinen Fehler den langlebigen Substanzen des Fallout zugeordnet werden kann.

Die Anreicherung des Aerosols erfolgt gegenwärtig fast ausschließlich durch:

1. Filterverfahren.
2. Elektrische Abscheidung.
3. Sedimentation über längere Zeiten unter Verwendung relativ großer, oft präparierter Flächen (Staubfangfolien).

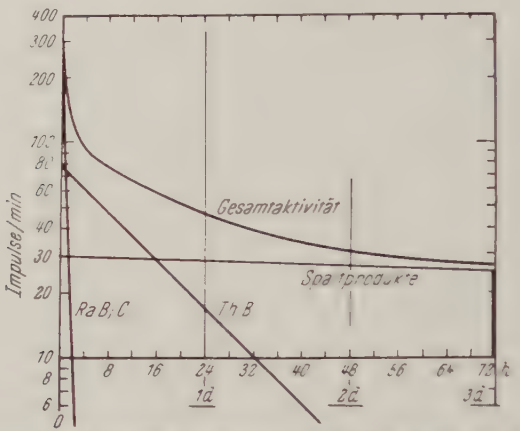


Abb. 2. Zeitlicher Verlauf der β-Aktivität eines Staubsammelfilters nach 24 Stunden Sammelzeit. Nach [6]

Andere sonst in der Technik der Staubmessung und Staubabscheidung benützte Methoden wie thermische Abscheidung, Auswaschung oder Impingierung werden nur selten benützt. Zum Teil ist dies auf die zu geringe Ergiebigkeit, zum Teil auf die Unhandlichkeit der entstehenden Proben für eine Auswertung zurückzuführen.

Bei den Filterverfahren ist zwischen den stationären Filteranordnungen und jenen mit bewegten Filterbändern zu unterscheiden. Es gibt Apparaturen mit kontinuierlichem Filterbandvorschub und solche mit schrittweise transportierten Bändern. Als Beispiel für eine solche diskontinuierliche Anlage sei hier eine eigene Entwicklung besprochen, deren schematischen Aufbau Abb. 3 zeigt. Das Aerosol wird in dieser Anordnung beim Durchtritt der Luft durch eine Kreisfläche von 30 mm Durchmesser an der Oberfläche und im Inneren des wenige Zehntel Millimeter dicken Filterbandes abgeschieden. Die Luftzuführung zur Filtrierungsstelle ist so ausgeführt, daß durch das Filtermedium nur die angesaugte Außenluft treten kann. Am Ende der Sammelperiode — die wahlweise drei oder sechs Stunden betragen kann — öffnet sich die Luftzuführungsleitung automatisch so weit, daß das Filterband um einen Schritt vorrücken kann, ohne daß dabei die Staubprobe beschädigt wird. Die eben fertig gewordene Probe kommt bei diesem Schritt zum Meßort *1*, dort bestimmt ein Betastirnfensterzählrohr (Philips 18506, Glimmerfenster 2,5 bis 3,5 mg/cm², zirka 30 mm Durch-

messer) ihre Aktivität. Der Meßwert wird über ein Ratemeter, das seinen Meßbereich, wenn erforderlich, automatisch ändert, an einen Linienschreiber zur Aufzeichnung gegeben. Ist diese Messung beendet, verschiebt (oder dreht) sich das bleigeschirmte Zählrohr zum Meßort *2*, um dort eine Leerwertbestimmung durchzuführen. Nach neuerlichem Ortswechsel wird schließlich am Meßort *3* die Aktivität einer älteren Probe gemessen. Die Zeit zwischen der ersten und zweiten Messung der gleichen Probe kann durch eine Änderung des Filterbandweges in Stufen zwischen 24 und 72 Stunden eingestellt werden. Vom Meßort *3* kehrt das Zählrohr in die Ausgangsstellung zurück, wobei zwischenzeitlich am Meßort *2* noch eine weitere Leerwertsbestimmung erfolgt. Ein elektromechanischer Programmgeber steuert zentral alle Vorgänge wie Papiervorschub, Öffnung der Ansaugeleitung, Abschaltung der Pumpe, Zählrohrdrehung und Freigabe der Zählung durch das Ratemeter. Die Einhaltung eines konstanten Abstandes von Probenmitte zu Probenmitte ist wegen der sonst möglichen Fehler durch variable geometrische Verhältnisse, die aus unterschiedlichen Lagen von Probe zu Stirnfenster des Zählers resultieren würden, von Bedeutung. Das Filterband ist aus diesem Grund mit einer periodisch wiederkehrenden Lochmarke versehen, die — mittels einer elektrischen Schalteinrichtung — den schrittweisen Vorschub des Bandes um gleiche Strecken gewährleistet.

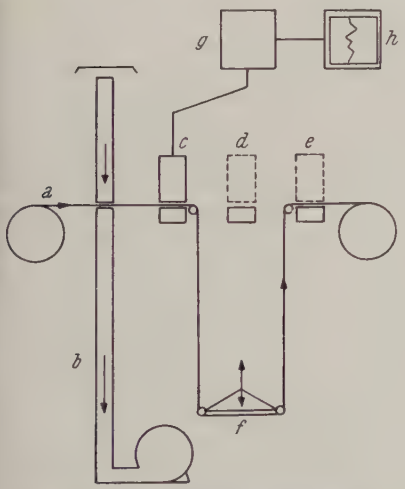


Abb. 3. Schema für ein diskontinuierlich arbeitendes Filterbandgerät.
(*a*) Filterband, (*b*) Luftleitung mit Pumpe, (*c, d, e*) Zählrohr an den Meßorten *1, 2* und *3*, (*f*) Vorrichtung zur Änderung des Filterbandweges, (*g, h*) Ratemeter und Schreiber

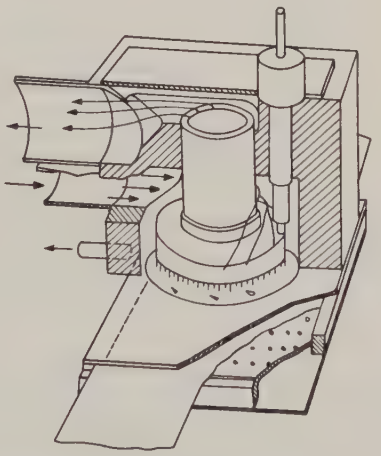


Abb. 4. Schema des elektrischen Staubsammelgerätes nach Bergstedt

Der Luftdurchsatz beträgt in dieser Anordnung 250 bis 300 Liter/min. Bei einer Sammelzeit von drei Stunden ergibt sich daraus eine Gesamtluftmenge von der Größenordnung 50 m^3. Langjährige Erfahrungen

haben gezeigt, daß im Hinblick auf die gegebenen langlebigen Aktivitätswerte, die Zählerempfindlichkeit und die erreichbare Geometrie Luftmengen dieser Größenordnung als Minimum erforderlich sind [7]. Der Luftdurchsatz wird mittels einer Regeleinrichtung (variabler Nebenschluß in der Saugleitung der Pumpe, der durch eine Meßblende gesteuert wird; überdimensionierte Pumpe) auf etwa 5% konstant gehalten. Die Anströmgeschwindigkeit wird damit von der Zusetzung des Filters durch bereits abgeschiedenes Aerosol unabhängig. Als Filtermaterial wird ein Faserfilter französischen Ursprungs [8] verwendet, dessen Abscheidungsgrad bei den hohen Anströmgeschwindigkeiten nach Angaben der Erzeuger im Kornintervall von Zehntel Mikron bis zu einigen Mikron weit über 75% liegt. Eigene Kontrollmessungen mit nachgeschalteten Filtern, deren Abscheidungsgrad für diese Korngrößen über 99% lag, ergaben auf diesen keine meßbare langlebige Aktivität.

Das elektrische Verfahren zur Konzentration des Aerosols wurde für diesen speziellen Anwendungszweck gerätemäßig von Bergstedt [9] entwickelt. Den wesentlichen Teil der Anordnung zeigt Abb. 4. In einem koaxialen Rohrsystem tritt der staubbeladene Luftstrom durch den Ringspalt zwischen Außen- und Innenrohr in jenen Raum ein, in dem gleichzeitig durch eine Koronaentladung die elektrische Aufladung und durch das herrschende Feld die Abscheidung der Aerosolteilchen vorgenommen wird. In diesem Raum stehen einander zwei Elektroden gegenüber, die eine ist mit zahlreichen Spitzen zur Erzeugung der Entladung versehen, die andere ist entweder als kontinuierlich bewegtes Metallband oder als feststehendes Metallschälchen ausgebildet und dient als Fangelektrode. Der staubbeladene Luftstrom durchsetzt diesen Raum radial von außen nach innen und wird durch das zentrale Rohr abgesaugt. In der Aufführung mit bewegtem Metallband kann die weitere Messung und Auswertung des Staubniederschlages vollautomatisch vorgenommen werden. Bei Verwendung von Schälchen ist eine manuelle Auswechslung und gesonderte Messung erforderlich. Grundsätzlich weist diese Methode der Aerosolkonzentration zwei Vorteile auf. Auch noch bei einem Durchsatz von 400 bis 500 Liter/min kann infolge des geringen Luftwiderstandes ein einfacher Staubsauger als Luftfördermittel verwendet werden, und der Luftwiderstand ändert sich mit wachsender Sammelzeit praktisch überhaupt nicht. Eine Konstanthaltung des Luftstromes wird damit überflüssig. Was nun den Wirkungsgrad der Abscheidung betrifft, hat Bergstedt bewußt auf den bei Filtermethoden stets angestrebten Wert von 100% verzichtet und getrachtet, das Produkt aus Wirkungsgrad und Luftdurchsatz zu einem Maximum zu machen. Führt man diese Überlegungen rechnerisch durch, so zeigt sich, daß für einen Wirkungsgrad von etwa 30% das Optimum erreicht wird. Bei diesem Arbeitspunkt ergibt sich ferner, daß die Luftgeschwindigkeit bereits so groß ist, daß die abgeschiedene Aerosolmenge praktisch nur mehr von der Zeit und den Entladungsbedingungen, jedoch nicht mehr von Schwankungen des durchgesetzten Luftvolumens abhängt. Die Problematik der elektrischen Ab-

scheidung ist aus ihrer Anwendung zur industriellen Gasreinigung [10] bekannt. Eigene Vergleichsmessungen zwischen Filterproben und elektrisch gewonnenen Proben haben gezeigt, daß sich bei Anordnungen [11] nach BERGSTEDT Wirkungsgrade der früher genannten Größenordnung ergeben, jedoch manchmal Abweichungen in Form zu kleiner oder auch zu großer Resultate bei den Elektrofilterproben auftreten. Die Ursachen für diese Abweichungen können unter anderem eventuell in kornselektiven Abscheidungsvorgängen oder in den Einflüssen der Luftfeuchtigkeit zu suchen sein.

Die Methode der Aerosolkonzentration durch Exponierung von Staubfangfolien hat im Hinblick auf ihre apparative Einfachheit für Routinemessungen weite Verbreitung gefunden. In einfachster Weise lassen sich Folien aus unpräpariertem Filterpapier, Kunststoff etc. verwenden, doch kann nach HERBST [12] der Fangeffekt der Folien um 25% und mehr erhöht werden, wenn sie mit geeigneten Klebeschichten — z. B. einer abziehbaren Gummischicht — versehen werden. Die USAEC hat seit 1951 mit solchen Folien ein weltweites Netz von Beobachtungsstationen versehen. Die zentrale Lenkung dieser Untersuchungen liegt in Händen des Health and Safety Laboratory der USAEC in New York. Die Filter werden in etwa 1 m Höhe über dem Boden in einer störungsfreien Lage auf einem Ständer ausgelegt; sie sind in einem Rahmen eingespannt und besitzen eine Fangfläche in der Größenordnung von einigen hundert Quadratzentimetern. Die Expositionsdauer schwankt zwischen einem Tag und einer Woche oder länger.

Da die weitere Auswertung der gesammelten Aerosolproben im wesentlichen vom Konzentrationsverfahren unabhängig ist, kann über die Ergebnisse dieser Auswertungen wieder gemeinsam berichtet werden. Für die weiträumige Verseuchung, das heißt für die langlebige Aktivität, die auf den gesammelten Proben vorzufinden ist, sind in der Hauptsache β- und γ-strahlende Isotope der Massenzahlen 85 bis 106 und 130 bis 150 maßgeblich. In allen Fällen handelt es sich um ein Gemisch zahlreicher Isotope mit den verschiedensten Halbwertszeiten. Wie WAY und WIGNER [13] gezeigt haben, erfolgt der Zerfall dieses Gemisches im Mittel nach:

$$A = A_0 \cdot t^{-1,2}$$

wobei A_0 die Aktivität pro Zeiteinheit zum Zeitpunkt $t = 0$ der Explosion bedeutet. HUNTER und BALLOU [14] haben die Häufigkeit und Lebensdauer der einzelnen Isotope genauer berücksichtigt und nachgewiesen, daß dieses Abfallsgesetz für die ersten hundert Jahre nach der Explosion eine gute Näherung darstellt, wobei nur der Exponent mit der Zeit um einige Zehntel variiert. Im übrigen ist die Abweichung des Exponenten von 1 in den ersten hundert Tagen so gering, daß mit einer Proportionalität mit t^{-1} gerechnet werden kann. Durch Extrapolation der reziproken Aktivität als Funktion der Zeit läßt sich somit nach SCHUMANN [15] das Alter der aufgefangenen Spaltprodukte bestimmen, soferne diese nicht wesentlich älter als 100 Tage sind und einem ein-

zigen Ursprungsereignis entstammen. Da gegenwärtig der Untergrund alter Spaltprodukte nicht mehr — wie in der ersten Hälfte der fünfziger Jahre — vernachlässigt werden kann und dieser Untergrund nach Eisenbud und Harley [16] ständig wächst, muß diesem Umstand bei der zeitlichen Auswertung der Proben Rechnung getragen werden. Das t^{-1}-Abfallsgesetz läßt sich zu Recht nur mehr dann anwenden, wenn der Anteil frischer Spaltprodukte in der Probe stark überwiegt.

Tabelle 1. Prozentuale Beiträge zur Spaltprodukt-Aktivität. Nach [14]

	nach												
	10	20	30	40	50	60	80	100	150	200	250	300	365d
Xe^{133}	11,5	6,0	2,5	1,0									
La^{140}	12,0	13,9	12,4	10,0	7,8	5,8	2,8	1,2					
Ba^{140}	10,6	12,0	10,8	8,9	6,8	5,2	2,6	1,0					
Pr^{143}	10,0	12,0	11,2	9,6	7,8	6,2	3,4	1,4					
I^{131}	6,8	5,6	3,6	2,3	1,4								
Mo^{99}	6,8	1,1											
Ce^{141}	6,3	9,7	11,2	11,7	11,3	10,8	9,3	7,8	4,4	1,8			
I^{132}	5,3	1,3											
Te^{132}	5,1	1,3											
Nd^{147}	4,8	5,0	4,1	3,1	2,1	1,4							
Zr^{95}	3,3	5,9	8,1	10,0	11,5	12,7	14,2	15,0	15,2	14,2	12,2	10,0	7,2
Y^{91}	3,2	5,6	7,6	9,0	10,2	11,2	12,3	12,8	12,0	10,3	9,5	6,5	3,8
Sr^{89}	2,9	5,0	6,7	8,0	9,0	9,8	10,3	10,5	9,6	7,9	6,1	4,5	2,7
Ru^{103}	2,6	4,4	5,7	6,6	7,1	7,4	7,4	7,0	5,3	3,6	2,3	1,5	
Rh^{103}	2,5	4,2	5,5	6,4	6,9	7,2	7,2	6,8	5,2	3,5	2,2	1,4	
Nb^{95}		2,2	4,1	6,6	9,0	11,8	16,1	19,5	24,0	25,2	23,2	19,5	14,8
Ce^{144}, Pr^{144}		2,6	4,0	5,4	6,6	8,0	10,6	13,4	19,6	26,0	33,6	42,0	53,0
Pm^{147}									1,4	2,2	3,2	4,2	5,8
Ru^{106}, Rh^{106}											3,0	3,8	4,8
Sr^{90}, Y^{90}											2,0	2,6	3,8
Cs^{137}, Ba^{137}												2,0	3,0

	nach										
	1	2	3	4	6	8	10	15	20	50	100a
Zr^{95}	7,2										
Y^{91}	3,8										
Sr^{89}	2,7										
Nb^{95}	14,8	1,0									
Ce^{144}, Pr^{144}	53,0	60,0	41,0	27,0	8,6	1,9					
Pm^{147}	5,8	13,5	19,0	21,3	21,2	18,8	15,5	8,0	3,4		
Ru^{106}, Rh^{106}	4,8	6,8	6,0	4,7	2,3						
Sr^{90}, Y^{90}	3,8	10,4	17,4	24,0	34,0	40,0	43,8	47,6	48,5	44,0	34,0
Cs^{137}, Ba^{137}	3,0	8,0	13,6	18,8	27,4	33,0	36,4	41,8	44,0	54,0	64,0
Sm^{151}			1,2	1,5	2,0	2,3	2,5	2,6	2,6	2,0	1,1
Kr^{85}				1,2	1,5	1,7	1,7	1,5	1,2		

Die praktische Auswertung der Proben erfolgt meist so, daß unmittelbar nach der Beendigung der Probenahme eine Ermittlung der totalen Betaaktivität stattfindet und diese Messung nach 48, bzw. 72 Stunden wiederholt wird. Je nach dem Aufgabengebiet der betreffenden Beobachtungsstation ist damit entweder die Messung an der speziellen Probe beendet, oder diese wird zur Altersbestimmung in größeren Zeitabständen neuerlich ausgemessen, bzw. zur analytischen Auswertung, sei es z. B. durch Ermittlung des β- oder γ-Spektrums, benützt. Eine Messung der totalen Gamma-Aktivität als Maß für die radioaktive Verseuchung hat sich nicht eingebürgert, in einigen Fällen sind allerdings die früher erwähnten Filterbandgeräte wahlweise auch zusätzlich mit α- oder γ-Detektoren ausgerüstet.

Hat man es mit einer Probe einheitlichen Alters zu tun, so läßt sich der Anteil der einzelnen Isotope in Abhängigkeit von der seit der Spaltung vergangenen Zeit abschätzen, da die Ausbeuten der einzelnen Kernarten beim Spaltprozeß bekannt sind. Hunter und Ballou (l. c.) haben die prozentualen Beiträge zur Gesamtaktivität in Abhängigkeit von der Zeit zusammengestellt. Die Tab. 1 zeigt diese Ergebnisse und läßt gleichzeitig auch erkennen, mit dem Auftreten welcher Isotope in der Hauptsache zu rechnen ist. Die Bestimmung des Gehaltes an einzelnen ausgewählten Isotopen, so z. B. des biologisch interessanten Sr-90, läßt sich quantitativ zuverlässig allerdings erst nach chemischer Aufbereitung der Probe und Abtrennung des betreffenden Isotops durchführen.

Ein Netz zahlreicher Beobachtungsstationen liefert nun schon seit mehreren Jahren laufend Beobachtungswerte, so daß Aussagen über quantitative und qualitative Verhältnisse möglich werden. Für den mitteleuropäischen Raum lassen sich zur Charakterisierung der Situation jene Werte heranziehen, die für die Zeit von Oktober 1956 bis Oktober 1957 und November 1957 bis Oktober 1958 durch den Sonderausschuß Radioaktivität (SAR) der Bundesrepublik Deutschland veröffentlicht wurden [17]. Die mittlere spezifische Spaltproduktaktivität betrug unter Bezug auf eine Eichung mit K-40 für den ersten Zeitabschnitt ebenso wie für den zweiten rund $1{,}6 \cdot 10^{-12}$ μC/cm^3. Dieser Wert liegt erheblich unter jener maximal zulässigen Konzentration (MZK) für Luft, die für nichtbekannte Mischaktivitäten von β- und γ-Strahlern und für breite Bevölkerungskreise mit $1 \cdot 10^{-10}$ μC/cm^3 angegeben wird. Legt man die Annahme zugrunde, daß die gesamte gemessene β-Aktivität auf den Zerfall von Sr-90/Y-90 zurückzuführen wäre — die MZK wird hierfür mit $2 \cdot 10^{-11}$ μC/cm^3 angegeben —, so ergibt sich, daß die gemessene Gesamtaktivität noch immer zehnmal kleiner ist als die maximal zulässige Dauerbelastung der Bevölkerung. Den erwähnten Jahresmittelwerten von $1{,}6 \cdot 10^{-12}$ μC/cm^3 stehen an bestimmten Tagen oder in kurzen Zeitabschnitten gemessene Maximalwerte gegenüber, die zirka zehn- bis dreißigmal größer sind. Ähnliche Ergebnisse wurden auch am I. Physikalischen Institut der Universität Wien [18] gefunden; die Absolutwerte sind hier allerdings durch eine Eichung mit Cs-137 gewonnen.

Das nähere Studium dieser Maximalwerte, die zunächst bei den anfänglichen Beobachtungen generell als Folgen des Durchzugs räumlich begrenzter radioaktiver Schwaden interpretiert wurden, hat unter anderem zur Feststellung der Existenz der „heißen" Teilchen geführt, die besonders im Jahre 1958 zum Gegenstand einiger Untersuchungen wurden. Auf das Vorkommen von Teilchen hoher spezifischer Aktivität in großen Entfernungen vom Explosionsort hat als erster Gross [19] hingewiesen, der ein solches bei seinen täglichen Messungen der Luftaktivität in Rio de Janeiro entdeckte. Bei Filtervergleichsmessungen in unserem Institut wurde ein solches Teilchen erstmalig auf der Probe vom 21. April 1958 festgestellt. Es zeigte sich an diesem Tag, daß von drei dicht benachbart und gleichzeitig exponierten Luftfiltern aus verschiedenem Material die totale Beta-Aktivität eines dieser Filter einen besonders hohen Wert erreichte, obwohl gerade dieses Filters als relativ schlechter Abscheider bekannt war. Das Filter wurde autoradiographiert und es zeigte sich schon bei relativ kurzer Belichtungszeit eine Stelle markanter Schwärzung auf dem Film [18, 20]. In der weiteren Folge ergaben sich im Zeitraum bis Mitte Juli 1958 immer wieder Proben, deren Autoradiographien die Anwesenheit solcher stark aktiver Teilchen nachwiesen. Zur Bestimmung der Aktivität dieser Teilchen wurden sie, auf möglichst kleinen Filterstücken liegend, aus der Probe herausgeschnitten und einzeln ausgemessen. Wieder bezogen auf die schon erwähnte Eichung mit Cs-137 wurden Werte für die β-Aktivität in der Größenordnung zwischen einigen 10^{-11} bis 10^{-10} C gefunden. Datumsbestimmungen an den Stammproben aus der gleichen Zeit wiesen darauf hin, daß die untersuchten Aktivitäten zum Teil auf die russischen Versuche Anfang 1958, zum Teil auf die spätere amerikanische Versuchsreihe ab Mai 1958 zurückzuführen waren. Über ähnliche Ergebnisse im Raum von Wien wird auch von Hauer und Keck [21] berichtet; May und Schneider [22] fanden stark aktive Partikel bei ihren Untersuchungen in Gießen.

Bei der Fortsetzung dieser Untersuchungen im I. Physikalischen Institut konnte bereits Ende Juli 1958 eine deutliche Abnahme in der Häufigkeit des Auftretens solcher Partikel beobachtet werden. Nach einer Unterbrechung der Messungen im August 1958 wurden in der Periode von Anfang September bis Mitte Oktober ausnahmslos überhaupt keine heißen Teilchen mehr gefunden. Sie traten jedoch ab 15. Oktober 1958 wieder auf und wurden bis Mitte Jänner 1959 immer wieder festgestellt, obwohl bereits ab Anfang Jänner bemerkbar war, daß die β-Aktivitäten der Teilchen schwächer wurden und ihre Anzahl geringer. Ab Ende Jänner 1959 wurden bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt keine Teilchen mehr festgestellt, die eine Aktivität größer als 10^{-10} C aufgewiesen hätten.

Aus den Beobachtungen in der Zeit von April 1958 bis zum September 1959 könnte — gestützt auf das allerdings nur bescheidene Unterlagenmaterial — gefolgert werden, daß heiße Teilchen in den bodennahen Luftschichten nur im Zeitraum bis zu etwa 100 Tagen

nach einer Explosion einer Kernwaffe auftreten. Dies würde darauf schließen lassen, daß es sich entweder um größere Teilchen handelt, die in dieser Zeit vollständig aus dem stratosphärischen Reservoir ausfallen oder daß man es mit Partikeln zu tun hat, die dem troposphärischen Fallout angehören, das heißt schon bei ihrer Entstehung gar nicht bis in die Stratosphäre gelangten. Nach HIRSCHFELDER [23] ergeben sich bei ungestörten äußeren Bedingungen Fallzeiten von 1.700 Stunden für Teilchen von einem Durchmesser von 5 μ bei einer Fallhöhe von 12 km. Zu ähnlichen Werten kommt auch SITTKUS bei einer Abschätzung, die er anläßlich des Kolloquiums über heiße Teilchen des SAR im Frühjahr 1959 in Bad Schwallbach anstellte. Die Angabe einer unteren Grenze für den Teilchendurchmesser stößt auf größere Schwierigkeiten. Abschätzungen führen hier zu Werten von einigen Hundertstel Mikron bis zur Größenordnung 1 Mikron. GROSS (l. c.) hat sowohl das aktive Volumen des von ihm gefundenen Teilchens berechnet wie auch den tatsächlichen Durchmesser mikroskopisch bestimmt. Es ergeben sich Werte von 0,2 μ, bzw. 4 μ für den Radius, wenn das Teilchen als kugelförmig angesehen wird. Eigene Untersuchungen an heißen Teilchen [20] führten dazu, daß aus den Stammproben Gruppen von Teilchen entfernt werden konnten, an denen lichtmikroskopisch eine Durchmesserverteilungsbestimmung vornehmbar war. Eines der Teilchen innerhalb der Gruppe mußte laut Autoradiographie und Impulszählungsergebnis das heiße sein. Diese mehrfach durchgeführten Größenbestimmungen ergaben obere Grenzwerte für den Durchmesser in der Größenordnung von 1 bis maximal 2 μ. Diese Ergebnisse stimmen also mit den Abschätzungen recht gut überein. Bei der Übertragung solcher Teilchengruppen vom Stammpräparat zum Objektträger und auch im Zuge der weiteren Behandlung der Gruppen konnte beobachtet werden, daß sich manchmal zwischen zwei aufeinanderfolgenden Manipulationen mit der Teilchengruppe die Aktivität des heißen Teilchens spontan verkleinerte. Dies wurde unter anderem dann beobachtet, wenn zur Reduzierung der Anzahl der Teilchen einer Gruppe in Beobachtung mit einem Membranfilterstück vorsichtig ein Abklatsch dieser Gruppe hergestellt wurde. Autoradiographische Überprüfungen ergaben dann sowohl für die ursprüngliche Gruppe als auch für den Abklatsch jeweils eine einzige Schwärzungsstelle; die Impulszahlen beider Präparate zusammen ergaben unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen wieder den ursprünglichen Impulswert. Abb. 5 zeigt in Form eines Schemas diese Aufspaltung in Teilaktivitäten während des Auswertungsvorganges. Man darf aus diesen Ergebnissen rückschließen, daß es sich bei den heißen Teilchen um ein locker aufgebautes Konglomerat aus wahrscheinlich bedeutend kleineren aktiven Teilchen handelt.

Abschließend sei zum Thema dieser relativ stark aktiven Teilchen noch bemerkt, daß unter Umständen der eine oder andere stark abweichende Tageswert für die langlebige β-Aktivität in gewissen Perioden der letzten Jahre auf das Einfangen eines (oder einiger) solchen heißen

Teilchens zurückzuführen ist. Die Abb. 6 zeigt als Beispiel dafür aus dem Zeitraum Oktober 1958 die ermittelten β-Meßwerte vor und nach Berücksichtigung des Beitrages, der von jeweils einem solchen Partikel stammt. In (*a*) dieser Abbildung ist gleichzeitig aufgetragen, ob und wieviel heiße Teilchen die zugehörige Tagesprobe enthielt. Das reduzierte Ergebnis zeigt begreiflicherweise, obwohl jeweils nur ein heißes Teilchen berücksichtigt wurde, schon erheblich geringere Abweichungen von einem mittleren Wert.

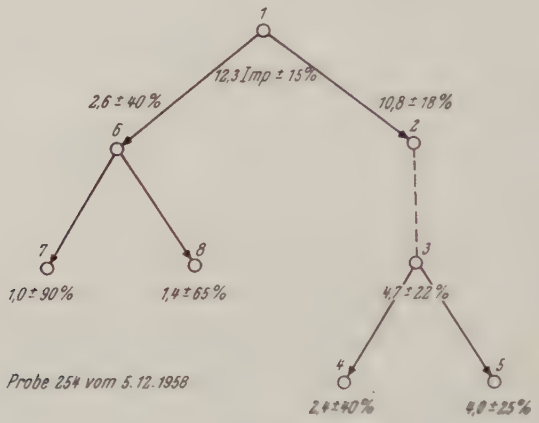


Abb. 5. Abspaltung von Teilaktivitäten von einem heißen Teilchen

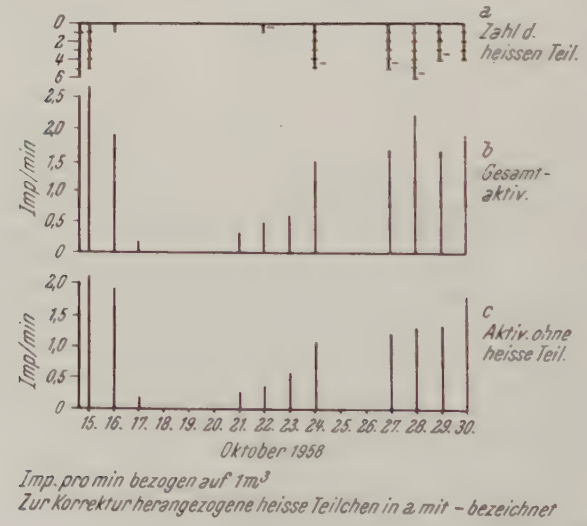


Abb. 6. Globale β-Aktivität von Proben (*b*) und reduzierte Aktivität bei Berücksichtigung des Beitrages eines auf der Probe befindlichen heißen Teilchens (*c*). Die Darstellung (*a*) gibt an, ob und wieviel heiße Teilchen auf der zugehörigen Probe vorgefunden wurden

Aus den Monatsmittelwerten der Aktivitäten der Jahre 1957/58 und 1958/59 läßt sich im übrigen ein jahreszeitlicher Gang für Mitteleuropa erkennen. Die Abb. 7 zeigt die in Wien [24], Berlin und Freiburg [17] gemessenen β-Werte für den Zeitraum November/Dezember 1957 bis Oktober 1958. In allen drei Beobachtungsorten ergibt sich ein eindeutiges Aktivitätsmaximum für die β-Aktivität, das zwischen April und Juni 1958 liegt. Nun haben wohl im Frühjahr des vergangenen Jahres umfangreiche Versuche mit nuklearen Waffen sowohl auf russischer wie auch auf amerikanischer Seite stattgefunden und man könnte versucht sein, das Auftreten dieses Maximums ausschließlich mit diesen Versuchen in Zusammenhang zu bringen. Die Messungen aus dem I. Physikalischen Institut [25] zeigen jedoch auch für den Zeitraum November 1958 bis August 1959 ein solches Frühjahrsmaximum, das diesmal vielleicht etwas zeitiger zwischen März und Juni 1959 auftritt. Soweit bekannt wurde, sind aber die letzten atomaren Versuche im Oktober 1958 durchgeführt worden. Legt man nach den Erfahrungen des vergangenen Jahres eine Abklingperiode von zirka drei Monaten für dieses Maximum zu Grunde, so müßte der Maximalwert des Jahres 1959 etwa im Jänner, Februar aufgetreten sein. Die weitere Beobachtung dieser Werte im kommenden Frühjahr 1960 wird, soweit nicht Störungen durch neuerliche Waffenerprobungen das Bild verfälschen, unter Umständen zusammen mit anderen vorliegenden Daten einen interessanten Einblick in die jährlichen Austauschvorgänge zwischen den höheren und den niederen Luftschichten ergeben.

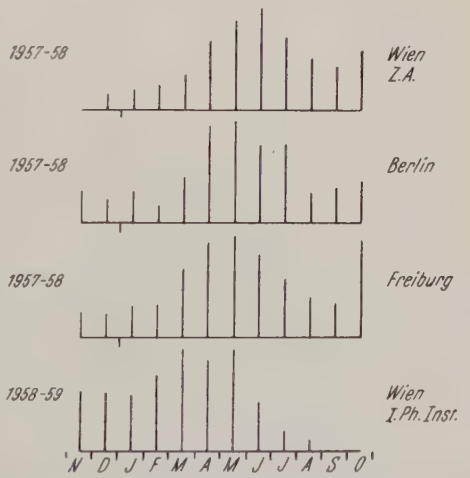


Abb. 7. Jahreszeitlicher Verlauf der Monatsmittelwerte der β-Aktivität für 1957 bis 1958 und 1958 bis 1959. Meßresultate nach [24, 17, 25]

Zum Abschluß ist im Zusammenhang mit den fast täglich durchgeführten Messungen noch zu erwähnen, daß zwischen den Werten für die kurzlebige und langlebige Aktivität des gesammelten Aerosols und den am Sammelort herrschenden Niederschlagsverhältnissen kein eindeutiges Verhältnis besteht. Als typisches Beispiel sei hier eine Situation von Anfang Mai 1959 herausgegriffen, die zeigt, daß länger andauernde Regenfälle ziemlicher Ergiebigkeit nicht unbedingt in den nachfolgenden Tagen zur Verringerung des Wertes für die langlebige Aktivität führen müssen. Die Tab. 2 läßt deutlich erkennen, daß die vom 27. April an

ansteigenden Werte für die langlebige Aktivität durch den dreitägigen Regen vom 1. bis 3. Mai 1959 nicht beeinflußt werden; die kurzlebige natürliche Aktivität ist dagegen am ersten Tag nach dem Regen verhältnismäßig gering und nimmt erst in den folgenden Tagen wieder zu.

Tabelle 2

Datum	In Impulsen/Minute m^3 Langlebige Aktivität	Kurzlebige Aktivität
27. 4. 1959	1,5	18,0
28. 4.	2,7	15,2
29. 4.	—	—
30. 4.	3,1	23,8
1. 5.	Regen	Regen
2. 5.	Regen	Regen
3. 5.	Regen	Regen
4. 5.	3,2	13,1
5. 5.	3,1	17,5
6. 5.	3,1	19,4

Die in Tab. 2 enthaltenen Werte stammen aus Messungen, die Herr M. Sedlacek am hiesigen Institut durchgeführt hat.

In den vergangenen Jahren sind die Bestrebungen, quantitative Aussagen über die Zusammensetzung des Isotopengemisches im Fallout zu gewinnen, immer intensiver geworden. Im Vordergrund des Interesses steht hier begreiflicherweise die Frage nach dem Anteil von Sr-90. Für das Intervall Oktober 1957 bis Mai 1958 liegen derzeit die Ergebnisse regelmäßiger Untersuchungen bereits vor, die am II. Physikalischen Institut der Universität Heidelberg ausgeführt wurden [26]. Die gemessenen Werte schwanken zwischen 19 und $130 \cdot 10^{-16}$ μC cm^3; im Mittel ergibt sich für die Beobachtungsperiode ein Wert von rund $63 \cdot 10^{-16}$ μC/cm^3. Vergleicht man damit die MZK Luft für Dauerzufuhr und große Bevölkerungsanteile von $2 \cdot 10^{-11}$ μC cm^3, so zeigt sich, daß dieser Wert noch immer weit unterschritten wird. Das Auftreten der heißen Teilchen hat allerdings die Frage nach der tatsächlichen biologischen Bedeutung solcher Mittelwerte sehr zur Diskussion gestellt, da nunmehr bei der Aufnahme solcher Teilchen in den menschlichen Körper mit lokalkonzentrierten hohen Strahlungsbelastungen für gewisse Organteile gerechnet werden muß.

Auch über die spezifische Gamma-Aktivität einzelner Radionuklide in der bodennahen Atmosphäre liegen Informationen für die Zeit vom August 1957 bis März 1958 vor. Die Messungen wurden vom Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt/Main durchgeführt [26] und betreffen die Isotope Ce-144, Zr-95, Rh-106 und Cs-137. Für Ce-144 ergibt sich zirka 500 Tage nach der Probenahme ein Wert der Größenordnung 10^{-13} μC/cm^3, für Zr-95 ein Wert von $2 \cdot 10^{-13}$ μC/cm^3. Rh-106 und Cs-137 ergeben für den gleichen Zeitabstand Werte von je

$6 \cdot 10^{-15}$ μC/cm^3. Während der Untersuchung der heißen Teilchen wurden in Zusammenarbeit mit den Herren Dr. SCHÖNFELD und Dr. LIEBSCHER vom I. Chemischen Institut der Universität Wien Bestimmungen des γ-Spektrums sowohl der Stammproben als auch einzelner isolierter heißer Teilchen durchgeführt. Die Abb. 8 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Es konnte das Auftreten dreier Gipfel bei etwa 140, 500 und 750 keV beobachtet werden, die den Isotopen Ce-141, Ce-144, Rh-103, Rh-106 und Zr-95, Nb-85 entsprechen [27]. Diese Ergebnisse stimmen gut mit jenen anderer Autoren überein [22, 27, 28]. Für eine quantitative Auswertung ist das bei uns vorliegende Material zu gering und auch die Meßfehler zu groß. Es scheint jedoch, als ob der relative Anteil der Komponenten Zr und Nb bei den heißen Teilchen größer wäre als bei der Stammprobe.

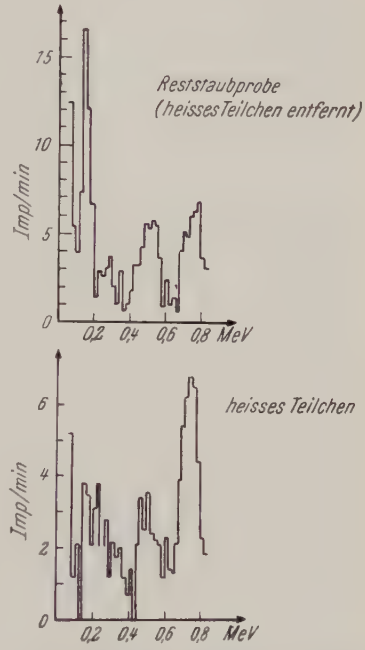


Abb. 8. γ-Spektrum eines heißen Teilchens und der zugehörigen Reststaubprobe. Nach [27]

Die nunmehr in fast zehnjähriger internationaler Arbeit entwickelten Anordnungen und Verfahren zur Sammlung, Messung und Analyse des radioaktiven Fallout haben zu einer gewissen Beherrschung der Gesamtproblematik und zu interessanten Einblicken in die Transport-, Verteilungs- und Ausfallsvorgänge geführt. Weniger geklärt scheinen die Fragen nach der unmittelbaren primären Entstehung und der Korngrößenverteilung des Fallout zu sein. Sollten die politischen Bemühungen um die Einstellung der Versuche mit nuklearen Waffen zu einem positiven Ende führen, so könnte der Eindruck entstehen, daß damit auch die Periode abgeschlossen sei, in der die künstliche Radioaktivität der Atmosphäre ein interessantes physikalisches Betätigungsfeld darstellte. Eine Anfang September von der IAEA nach Wien einberufene Tagung, deren Thema die Verseuchung des Lebensraumes des Menschen durch langlebige Isotope war, hat jedoch gezeigt, daß der heute im Vordergrund des Interesses stehende weltweite Fallout binnen kurzem durch jenen mehr lokalen Fallout ersetzt werden wird, der beim Normalbetrieb und vor allem bei eventuellen Unfällen in kernphysikalischen Betrieben auftreten kann. Es ist somit anzunehmen,

daß die bisher geleistete Arbeit zur Entwicklung von Methoden und Apparaturen in der einen oder anderen Weise und unter Vornahme von notwendigen Modifikationen als Basis bei der Lösung zukünftiger Probleme dienen können wird.

Literatur

1. Sittkus, A., Beobachtungen an radioaktiven Schwaden von atomtechnischen Versuchen im Hinblick auf atmosphärische Transport- und Austauschprobleme. Beiträge zur Physik der Atmosphäre **30**, 200—206 (1958).
2. Libby, W. F., Künstliche Radioaktivität in der Atmosphäre als Folge von Kernwaffenversuchen. Technische Rundschau Bern **25** (1957).
3. Stewart, N. G., R. N. Crooks und E. M. Fisher, The radiological dose to persons in the U.K. due to debris from nuclear test explosions prior to January 1956. Harwell, Berks. 1956.
4. Hinzpeter, M., F. Becker und H. Reifferscheid, Atomtechnisches Aerosol und atmosphärische Radioaktivität. Schriftenreihe des Bundesministeriums für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft. Strahlenschutz **7**, 9 (1959).
5. Hvinden, T., Radioactive Fallout in Norway up to April 1958. Intern. Rapport F-362, Forsvarest Forskningsinstitutt, 1958.
6. Schraub, A., Natürliche Radioaktivität in Luft, Wasser und Boden. Schriftenreihe des Bundesministers für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft. Strahlenschutz **6**, 25 (1958).
7. Hasenclever, D., Über die Messung des radioaktiven Schwebstoffgehaltes der Atemluft, Staub **18**, 2, 44—49 (1958).
8. Das Filtermaterial stammt von Schneider-Poelman, Charenton-Seine. Die Firmenbezeichnung lautet: Hyn 75, bleu.
9. Bergstedt, B. A., Application of the electrostatic precipitator to the measurement of radioactive aerosols. J. Sci. Instr. **33**, 142—148 (1956).
10. Schnitzler, H., Über die Geschwindigkeit der Aufladung von Staub im elektrischen Sprühfeld. Staub **40**, 221—236 (1955).
11. Geräte nach dem Prinzip Bergstedt werden von Frieseke und Hoepfner GmbH., Erlangen-Bruck, Deutschland, gebaut.
12. Herbst, W., Messung der Radioaktivität von Staub: die Methode der Staubfangfolien. Vgl. Lit. zit. (6), Seite 82—89.
13. Way, K. und E. P. Wigner, The rate of decay of fission products. Phys. Rev. **73**, 1318—1330 (1948).
14. Hunter, H. F. und N. E. Ballon, Fission product decay rates. Nucleonics **9**, No. 5, C2—C7 (1951).
15. Schumann, G., Künstlich radioaktive Produkte in der Atmosphäre (1953—1955). Z. angew. Physik **8**, 361—364 (1956).
16. Eisenbud, M. und J. H. Harley, Radioactive fallout in the United States. Science **121**, 677—680 (1955).
17. Sonderausschuß Radioaktivität (SAR), Bundesrepublik Deutschland. Erster Bericht, Jänner 1958. Zweiter Bericht, März 1959. Beide bei Georg Thieme-Verlag, Stuttgart.
18. Schedling, J. A. und W. A. Müller, Über das Vorkommen relativ stark radioaktiver Teilchen großer Halbwertszeiten im atmosphärischen Aerosol. Atomkernenergie **2**, 72—74 (1959).
19. Gross, B. und A. Aron, Eine Beobachtung über die von Kernbombenversuchen herrührende Radioaktivität der Luft. Z. f. Naturforschung **12a**, 944—945 (1957).

20. Schedling, J. A. und W. A. Müller, Über die „heißen" Teilchen im atmosphärischen Aerosol. Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss., II, **168**, 1.—4. Heft, 115—122 (1959).
21. Hauer, F. und G. Keck, Beobachtungen der Radioaktivität des Luftstaubes. Naturwissenschaften **24**, 627 (1958).
22. May, R. und H. Schneider, Verteilung der künstl. Radioaktivität in Staubproben und Regenwasserrückständen. Atomkernenergie **4**, 28—29 (1959).
23. Hirschfelder und Mitarbeiter, US-Atomic Energie Commission. Washington 1950.
24. Steinhauser, F., Ergebnisse von Messungen der Radioaktivität der Luft in Wien von Dezember 1957 bis Februar 1959. Mitteilungen der österr. Sanitätsverwaltung **60**, 86—89 (1959).
25. Die Messungen wurden von Herrn cand. phil. M. Sedlacek ausgeführt.
26. Wie 17, Zweiter Bericht, 33.
27. Müller, W. A., Über die von Spaltprodukten herrührende Radioaktivität in Proben des atmosphärischen Aerosols aus dem Zeitraum April—Dezember 1958. Diss. Wien (1959).
28. Kimura, K., Proc. int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Genf 1955, Vol. 7, 196.

Die kosmische Strahlung im Internationalen Geophysikalischen Jahr*

Von

R. Steinmaurer

Physikalisches Institut der Universität Innsbruck

Mit 4 Abbildungen

(*Eingegangen am 16. Januar 1960*)

Eine der Hauptaufgaben, die sich Sektion VII (Kosmische Strahlung, KS) im Rahmen des Internationalen Geophysikalischen Jahres (AGI) gestellt hatte, war die Untersuchung der Zusammenhänge zwischen Sonnenaktivität und KS. Die Jahre 1957/58 waren als Zeiten maximaler Sonnentätigkeit für diese Untersuchungen besonders günstig. Die Beziehungen zwischen Sonne und KS können am einfachsten durch Beobachtung der zeitlichen Variationen der Strahlung studiert werden. Um streng vergleichbares Material von den verschiedenen Stationen zu erhalten, wurden die Registrierungen mit genormten Apparaturen ausgeführt. Diese Apparaturen waren: ein kubisches Mesonen-Teleskop (drei parallele, horizontale Lagen von Zählrohren mit 10 cm Pb dazwischen), sowie ein Neutron-Monitor nach Simpson. Mit dem Mesonen-Teleskop wird die durchdringende, mit dem Neutron-Monitor die Nukleonen-Komponente registriert. Die μ-Mesonen stammen vor allem von den energiereicheren Primären ($E \geqslant 8$ GeV), die Neutronen zum Großteile von den energieärmeren. Aus den Beobachtungen mit den beiden Apparaturen kann daher auf die Variationen des energiearmen und des energiereichen Teiles der primären KS geschlossen werden. Zum Anschluß an frühere Messungen, sowie zu Kontrollzwecken dienten zwei Ionisationskammern. Außer diesen Apparaturen liefen im Hafelekar-Laboratorium noch zwei Kleinwinkel-Teleskope zum Studium der aus zwei schmalen, gegen die Vertikale geneigten Winkelbereichen kommenden KS. An anderen am AGI beteiligten Stationen wurden an den „Welttagen" oder über Aufruf KS-Registriergeräte mit Ballonen oder Raketen in die Höhe gebracht. Auch die künstlichen Erdsatelliten und Mondraketen waren mit KS-Meßgeräten ausgerüstet.

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

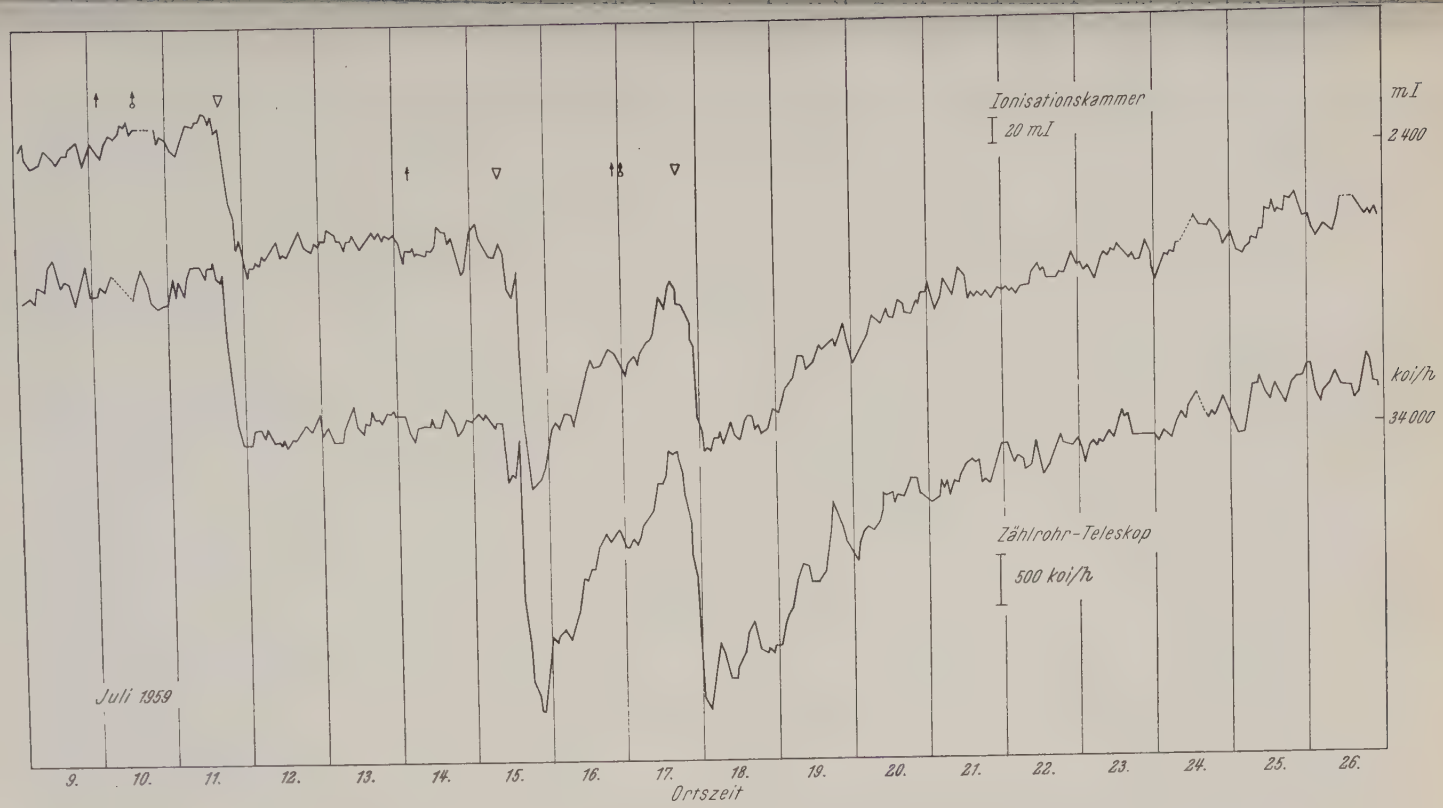


Abb. 1. Intensitätsverlauf der KS im Juli 1959 nach Registrierungen des Hafelekar-Labors (2300 m)

↑ Beginn einer 3 + Eruption ▽ Einsatz eines magnetischen Sturmes ♂ Flare-Effekt, beobachtet bei Ballonaufstieg

Einige der ersten Ergebnisse der Gemeinschaftsarbeit sollen im folgenden mitgeteilt werden.

1. Die Hoffnung auf einen großen Flare-Effekt, ähnlich dem vom 26. Februar 1956, erfüllte sich nicht. Dagegen ereigneten sich im Juli 1959 drei plötzliche, weltweite, ungewöhnlich starke Intensitätsabnahmen (Forbush-Effekte). Das Hafelekar-Labor registrierte ein Absinken am 10., 15. und 17. Juli (Abb. 1). Das Absinken betrug 11%, der Effekt war der größte, der am Hafelekar je beobachtet wurde.

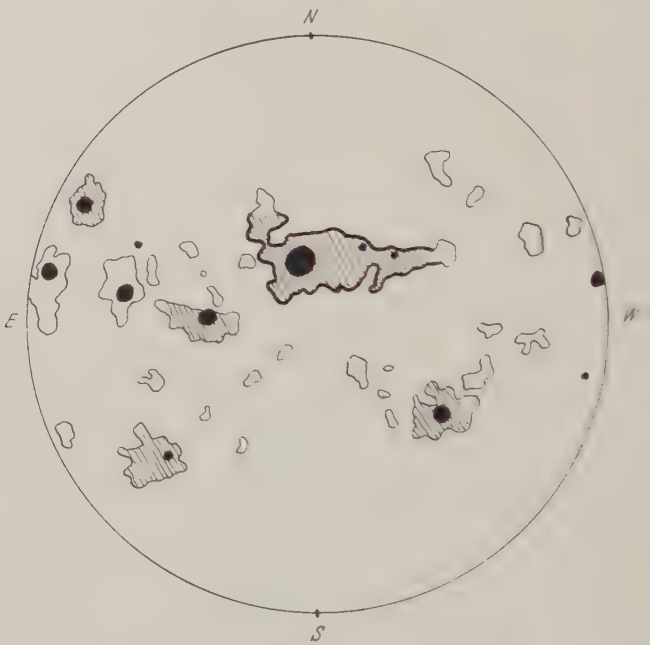


Abb. 2. Fleckenbild der Sonne vom 14. Juli 1959
Eruptionen aus der zentralen Gruppe: 3.42 bis 4.34 WZ 3 +
6.40 bis 9.01 WZ 3
13.02 bis 16.30 WZ 3
Fläche der zentralen Gruppe am 13. Juli 305.10^7 km²
am 14. Juli 399.10^7 km²
Relativzahl $R = 150$
Sehr helle Fleckengebiete sind schraffiert

Abb. 2 zeigt die Verhältnisse auf der Sonne [1]. Eine schon drei Rotationen alte große Fleckengruppe fließt bei ihrem vierten Durchgang durch den Zentralmeridian am 14. Juli zu einem einzigen großen Fleck von 4.10^9 km² zusammen. Die magnetische Feldstärke im Fleck beträgt ca. 4000 Gauss, infolge rascher Größenänderung des Flecks ist auch die zeitliche Änderung des magnetischen Flusses groß. Bereits am 10. um 2.10 WZ erschien oberhalb des Flecks eine 3 + chromosphärische Eruption, verbunden mit mächtig verstärktem Sonnen-Rauschen auf der 6 und 11 m-Welle und Dämpfung der kosmischen Radio-Wellen.

38 Stunden später setzte ein magnetischer Sturm ein, der 31 Stunden dauerte. Am 14. wurden um 3.42, 6.40 und 13.02 WZ neuerlich Eruptionen beobachtet, die auf der Erde ein Kurzwellen-Blackout, ein Polarlicht und nach 30 Stunden einen magnetischen Sturm von 24 Stunden Dauer zur Folge hatten. Auch der 16. Juli brachte eine 3 +-Eruption um 21.15 WZ, verbunden mit sehr starkem Sonnenrauschen und einem nach 19 Stunden einsetzenden magnetischen Sturm.

Während am Erdboden eine Abnahme der KS registriert wurde, meldeten Stationen, die zur kritischen Zeit Ballonaufstiege ausgeführt hatten [2], eine Intensitätszunahme in der Höhe, also einen Flare-Effekt der KS. Er betrug in College, Alaska, am 11. Juli in 15 g/cm² atmosphärischer Tiefe 650%, in Lindau (Harz, 52° geomagnetischer Breite) wurde am 15. Juli im selben Niveau ein Exzess von 46% festgestellt. Unter der Annahme, daß es sich um Protonen handle, wurde bei den beobachteten Effekten aus der Eindringtiefe in die Atmosphäre auf Energien bis zu 500 MeV und auf ein differentielles Energiespektrum $\sim E^{-4}$ geschlossen. Die Laufzeiten dieser Flare-Protonen betragen bei direktem Einfall von der Sonne zur Erde 11 Minuten. Wie aber aus Fig. 1, in der die Einsatzzeiten der verschiedenen Effekte eingetragen sind, zu entnehmen ist, bestehen zwischen dem astronomisch festgestellten Beginn der Eruption und dem Einsatz des Flare-Effekts in der Höhe Zeitdifferenzen von 2 bis 10 Stunden. Man muß daher annehmen, daß die von der Sonne emittierten Teilchen nicht direkt, sondern auf großen Umwegen bzw. nach erfolgter Speicherung zur Erde gelangt sind.

Die magnetischen Stürme und die Strahlungsabnahmen setzen nahezu gleichzeitig, jedoch erst 1 bis $1^1/_2$ Tage nach der Eruption ein. Im Gegensatz zum Flare-Effekt sind diese Effekte durch relativ langsame, energiearme Teilchen bewirkt. Am plausibelsten erscheint die Vorstellung, daß durch magnetische oder elektrische Felder, die von den von der Sonne emittierten Partikeln erzeugt oder beeinflußt werden, ein Teil der aus dem fernen Kosmos kommenden energiereichen „galaktischen" KS am Auftreffen auf die Erde gehindert wird. Andererseits muß ein Mechanismus existieren, der es der von der Sonne stammenden relativ energiearmen KS ($\sim$ 500 MeV) ermöglicht, bis in Erdnähe vorzudringen. Denn nach der Störmerschen Theorie wäre der Einfall von 400 MeV-Protonen an einem Orte von 52° Breite unmöglich.

Bemerkenswert ist ferner, daß die KS nach ihrem dreimaligen Absinken erst nach etwa 80 Tagen wieder ihr früheres Niveau erreicht. Der durch die Sonneneruption in der Nähe der Erde geschaffene veränderte Zustand, der einen Teil galaktischen KS von der Erde fernhielt, scheint also ziemlich stabil zu sein, bzw. nur allmählich abzuklingen.

2. Die Beobachtungen während des AGI und in den darauffolgenden Monaten bestätigen, daß zwischen der KS-Intensität und der Sonnenaktivität ein antiparalleler Gang besteht. Fig. 3 gibt die Mittelwerte der KS über die einzelnen Sonnenrotationen. In den Jahren maximaler Sonnenaktivität, 1936/7 und 1957/8 liegen die KS-Werte tief, in denen

minimaler Aktivität, 1943/4 und 1953/4 dagegen hoch. Der Unterschied zwischen 1953/4 und 1957/8 beträgt nach den Hafelekar-Messungen etwa 5%. Im entgegengesetzten Sinn, wie aus dem oberen Teil der Abb. 3

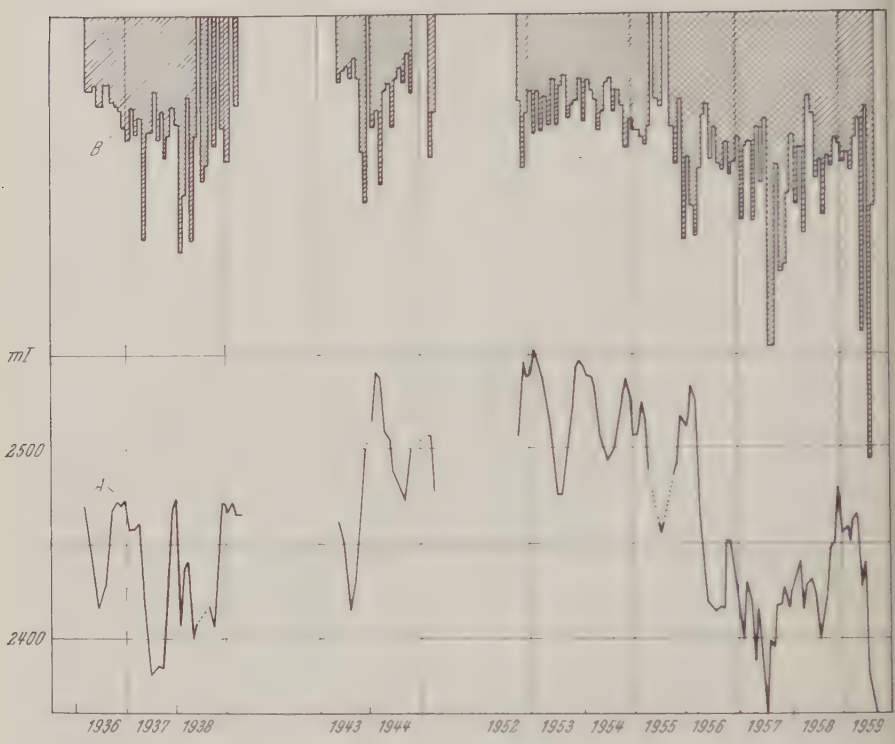


Abb. 3. Sonnenrotations-Mittelwerte der KS 1936 bis 1959 (Kurve *A*)
Schwankungsbreite der Tagesmittel der KS während der einzelnen Sonnen-Rotationen (Kurve *B*)
A und *B* nach Hafelekar-Beobachtungen

zu entnehmen ist, verläuft jedoch die Schwankungsbreite der Tagesmittel während der Rotationen. Zusammenfassend kann also gesagt werden, daß zu Zeiten großer Aktivität der Absolutbetrag der KS klein, ihre Variabilität jedoch groß ist. Während des AGI kam dies infolge der ungewöhnlich starken Sonnentätigkeit besonders deutlich zum Ausdruck. Nach dem leichten Absinken der Aktivität während der letzten Monate d. J. 1958 setzte 1959 verstärkte Sonnentätigkeit ein, die ein erneutes Schwächerwerden der Strahlung und besonders starke Schwankungen der Tagesmittel zur Folge hatte.

Noch deutlicher aber zeigen die Beobachtungen in großer Höhe den antiparallelen Gang [3]. Nach Ballonaufstiegen über Grönland nahm die Gesamtintensität der KS in 15 g/cm² atmosphärischer Tiefe von 1954 bis 1957 auf die Hälfte ab. Über Minneapolis war die α-Komponente

gleichfalls auf die Hälfte, der Protonenanteil auf 2/3 abgesunken. Aus Absorptionsmessungen wurde geschlossen, daß es sich vor allem um eine Schwächung der weichen, durch Felder leicht beeinflußbaren Anteile handelt. Der Exponent im integralen Energiespektrum für Protonen wurde für 1954 zu −2,7, für 1958 zu − 2,0 angegeben.

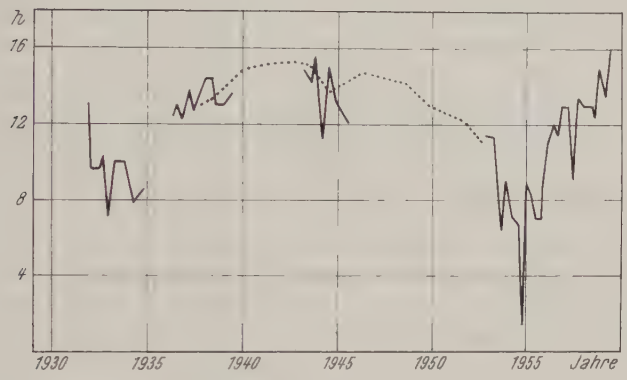


Abb. 4. Lage des Maximums des Tagesganges der KS in den Jahren 1932 bis 1959
———— Hafelekar
– – – – – nach Thambyahpillai und Elliot, Nature **171**, 918 (1953)

3. Während der elfjährige Sonnenfleckenzyklus sich auf Häufigkeit und Größe der Flecken bezieht, ist hinsichtlich ihres magnetischen Verhaltens mit einer 22jährigen Periode zu rechnen. Diese scheint auch im Verhalten der KS zum Ausdruck zu kommen. Betrachtet man nämlich die Lage des Maximums im Tagesgang (gewonnen aus den Monatsmittel-Kurven), (Abb. 4) so sieht man, daß das Maximum zwar in der Regel in die frühen Nachmittagsstunden fällt, in den Jahren 1933/35 und 1954/56 jedoch gegen die Morgenstunden zu vorrückt. Die Beobachtungen des AGI scheinen diese schon früher geäußerte Vermutung [4] zu bestätigen. Über die Realität dieser „Periode" und über ihre Deutung wird man sich aber erst nach Ablauf einiger weiterer Zyklen äußern können.

4. Die bedeutendste Entdeckung, die im Rahmen des AGI auf dem Gebiete der KS gemacht wurde, war die der nach Van Allen bekannten Strahlungsgürtel [5]. Aus den Registrierungen der künstlichen Erdsatelliten und Mondraketen folgerte man, daß die Erde torusartig von zwei konzentrischen Strahlungsgürteln umschlossen sei, die von geladenen Partikeln mit Energien von einigen 10^4 bis einigen 10^7 eV gebildet werden. Die Gürtel liegen symmetrisch zur Ebene des erdmagnetischen Äquators, die Gegend oberhalb der magnetischen Pole ist fast strahlungsfrei. Der Schwerpunkt der inneren Zone liegt bei etwa 4000 km, der der äußeren bei etwa 16.000 km. Die Teilchen sind im

Dipolfeld der Erde gefangen und man nimmt an, daß sie folgende Bewegungen ausführen: eine Spiralbewegung um die magnetischen Kraftlinien, verbunden mit einer oszillierenden Bewegung in der N-S-Richtung mit einer Laufdauer von 1 bis 2 Sekunden. Außerdem beschreibt der Strahlungsgürtel als ganzes eine Drehbewegung um die Erde mit einer Umlaufdauer von 1 bis 2 Stunden. Die Speisung des Außengürtels erfolgt durch die Plasmaströme der Sonne, für den inneren Gürtel wird hauptsächlich terrestrischer Ursprung angenommen. Seine Protonen und Elektronen stammen wahrscheinlich aus dem Zerfall von Neutronen, die von der KS in der Erdatmosphäre erzeugt wurden. Weitere Einzelheiten können der Literatur entnommen werden [6].

Es ist zu erwarten, daß das Studium dieser Strahlungszonen im Verlaufe eines vollen Sonnenfleckenzyklus nicht zur Aufklärung über erdmagnetische Effekte bringen, sondern auch das Verständnis der Variationen der KS fördern wird.

Literatur

1. nach einer freundlichen Mitteilung von Herrn W. Comper, Sonnenobservatorium Kanzelhöhe.
2. R. R. Brown und R. G. D'Arcy, private Mitteilung:
   A. Ehmert, H. Erbe, G. Pfotzer, private Mitteilung.
3. J. R. Winckler, L. Paterson, Nature **181**, 1317 (1958).
   IGY-Bulletin Nr. 15, September 1958, S. 11 ff.
   E. P. Ney und J. R. Winckler, Geophysics Monographs Nr. 2; Geophysics and the IGY, S. 81 (1958).
   P. S. Freier, E. P. Ney, C. J. Waddington, Phys. Rev. **114**, 365 (1959).
4. T. Thambyahpillai und H. Elliot, Nature **171**, 918 (1953).
   V. Sarabhai und R. P. Kane, Phys. Rev. **90**, 204 (1953).
   R. Steinmaurer und H. Gheri, Naturwiss. **42**, 294 (1955).
5. I. A. Van Allen und L. A. Franck, Nature **183**, 430 und **184**, 219 (1959).
6. H. K. Paetzold, Naturwiss. **46**, 416 (1959).
   P. I. Kellogg, Nature **183**, 1295 (1959).
   P. Rothwell und C. McIlwain, Nature **184**, 138 (1959).

Studium des Wärmehaushaltes im Grönländischen Inlandeis*

Von

W. Ambach

Physikalisches Institut der Universität Innsbruck

(*Eingegangen am 7. Dezember 1959*)

Im Rahmen der Internationalen Glaziologischen Grönlandexpedition[1] wurde eine Wärmehaushaltstudie im Ablationsgebiet des Grönlandeises durchgeführt. Bei der Messung der Komponenten des Wärmehaushaltes handelt es sich um die Erfassung sämtlicher Energiebeträge, die dem Eis geliefert und entzogen werden. Das sind im einzelnen: Die absorbierte Strahlungsenergie (Q_{St}); die Energie, die durch dynamische Konvektion in Form eines fühlbaren und latenten Wärmestromes zur Eisoberfläche hin- oder abgeführt werden kann (Q_K); die durch Niederschlag ausgetauschte Energie (Q_N); der Betrag des Wärmestromes, der von der Oberfläche des Eises in das Innere fließen kann (Q_W) und die verbrauchte Schmelzwärme des Eises (Q_A). Diese Energiebeträge können in der Wärmehaushaltsgleichung zusammengefaßt werden:

$$Q_{St} + Q_K + Q_N + Q_W + Q_A = 0$$

Im folgenden soll gezeigt werden, wodurch sich das Ablationsgebiet des Grönländischen Inlandeises von den Alpengletschern und dem Eis der Antarktis unterscheidet. Dazu sollen zwei Extremfälle aufgezeigt werden:

1. *Der Fall eines Alpengletschers:* Bei einem Alpengletscher handelt es sich während der Ablationszeit um einen isothermen Eiskörper. Daher kann kein Wärmestrom durch molekulare Wärmeleitung in das Eis fließen. $Q_W = 0$.

---

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

[1] Expedition Glaciologique Internationale au Groenland 1957 - 1960 (E.G.I.G.).
Technische Durchführung: Expéditions Polaires Françaises (Chef: Paul-Émile Victor, Frankreich).
Wissenschaftliche Leitung: Ein internationales Direktionskomitee (derzeitiger Präsident: Prof. Børge Fristrup, Dänemark).
Patronat: Kommission für Schnee und Eis der Association Internationale d'Hydrologie Scientifique der Union Géodésique et Géophysique Internationale.

2. *Der Fall der Antarktis:* In den weiten Gebieten der Antarktis kommen kaum Spuren einer Schmelzung vor. Die für Ablation aufzuwendende Energie ist demnach vernachlässigbar. $Q_A = 0$.

Das Grönlandeis stellt im Ablationsgebiet eine Mittelstellung zwischen beiden Extremfällen dar: Der verbleibende positive Energieüberschuß wird sowohl zur Aufheizung des Eises durch den Wärmestrom als auch zur Abschmelzung des Eises aufgewendet. Es muß ermittelt werden, in welchem Verhältnis der verbleibende positive Energieüberschuß für den Wärmestrom und für die Abschmelzung verwendet wird.

Der größte Energiebetrag im Wärmehaushalt stammt aus der Strahlungsabsorption. Aus Strahlungsregistrierungen ist man heute in der Lage, diese Energie mit etwa 5% Genauigkeit anzugeben.

Die Meßmethoden

1. *Strahlungsmessungen:* Zur Strahlungsregistrierung wurden durch Lupolenhauben geschützte Thermosäulen (Strahlungsbilanzmesser nach R. Schulze) verwendet. Erst im Lupolen hat man ein Material gefunden, das die kurzwellige und langwellige Strahlung in gleicher Weise durchläßt und gleichzeitig Schutz gegen Witterungseinflüsse bietet. Mit einem solchen Gerät wurde die Gesamtstrahlung, und zwar Einstrahlung und Ausstrahlung für sich getrennt und zusätzlich die kurzwellige Strahlung mit zwei Solarimetern für einfallende und reflektierte Strahlung registriert. Aus der Differenz der Gesamtstrahlung und der kurzwelligen Strahlung kann der Anteil der langwelligen Strahlung im gesamten Strahlungshaushalt des Gletschers angegeben werden.

2. *Die dynamische Konvektion:* Der Strom fühlbarer Wärme ergibt sich aus Messungen des Austauschkoeffizienten und des Temperaturgradienten in der eisnahen Luftschicht, der Strom latenter Wärme aus dem Austauschkoeffizienten und dem Wasserdampfgradienten. Mit dem Strom latenter Wärme werden die Sublimations- und Kondensationsenergien erfaßt.

3. *Die Energie*, die durch den *Niederschlag* ausgetauscht wird, ist in fast allen Fällen vernachlässigbar klein.

4. *Der Wärmestrom* in das Eis kann durch genaue Messungen der Eistemperaturen ermittelt werden. Dazu wurden Thermoelemente bis acht Meter Tiefe eingebohrt.

5. *Die Ablationsenergie* gewinnt man aus Messungen der abgeschmolzenen Eisdicke, die an eingesetzten Ablationspegeln gemessen werden kann.

Weitere Untersuchungen

Außer dem Wärmehaushaltprogramm wurden noch einige Sonderuntersuchungen durchgeführt, die kurz angedeutet werden sollen:

1. *Messungen der Strahlungsextinktion* in den oberflächennahen Eisschichten: Zufolge der Strahlungsdurchlässigkeit des Eises kann die

Strahlung noch in tiefere Schichten (bis 50 cm gemessen) eindringen. Das Gesetz der Lichtschwächung in diesen Schichten wurde mit einem selbstgebauten kugelförmigen Strahlungsempfänger bestimmt. Ferner wurde mit einem selbstgebauten Richtempfänger, der einen kleinen Öffnungswinkel ausblendet, die räumliche Verteilung der Streustrahlung im Eis gemessen. Die Bedeutung derartiger Extinktionsmessungen kann in drei Punkten zusammengefaßt werden:

Erstens wird durch den Vorgang der Strahlungsabsorption die Eisstruktur gelockert. Das Eis wird porös und brüchig, die Oberfläche erscheint heller und vermag daher mehr Energie zu reflektieren und damit den Gletscher ein wenig vor weiterer Abschmelzung zu schützen.

Zweitens wird durch die absorbierte Strahlungsenergie eine isotherme Eisschichte von der Oberfläche bis rund 50 cm geschaffen. Durch diese isotherme Eisschichte kann kein Wärmestrom fließen. Der Wärmestrom beginnt an der Unterseite dieser isothermen Schicht. Die Strahlungsabsorption ist daher das Bindeglied des Energietransportes von der Oberfläche zur Unterseite der isothermen Schichte.

Drittens muß bei kurzfristigen Wärmehaushaltsmessungen jene Energie bekannt sein, die zur Lockerung der obersten Eisschichten aufgewendet werden muß.

2. *Studium des „superimposed ice":* „Superimposed ice" bildet sich im Frühjahr, wenn das Schmelzwasser durch die Firndecke sickert und bis zur wasserundurchlässigen, noch kalten Eisoberfläche gelangt. Dort kann ein Teil des Schmelzwassers wieder auffrieren, wobei es zur Ausbildung einer Schichte kommt, die als „superimposed ice" bezeichnet wird. Für den Wärmehaushalt ist nun von Interesse, wie die bei diesem Vorgang freiwerdende Schmelzwärme die Energiebilanz verändert.

3. *Bestimmung des Mischungsweges für Wärme:* Der Mischungsweg für Wärme wird zur Berechnung des fühlbaren Wärmestromes benötigt. Er kann aus Temperaturunruhemessungen in der eisnahen Luftschicht ermittelt werden. Dazu wurde eine selbstgebaute Thermoelementkombination verwendet, bei der der Strahlungsfehler kompensiert ist. Eine Abschirmung der Meßstelle ist nicht mehr notwendig.

4. *Messungen der Schneefeuchtigkeit:* Der Schmelzwassergehalt der Schneedecke wurde durch Messungen der Dielektrizitätskonstanten bestimmt. Das Prinzip besteht darin, daß ein Plattenkondensator in die Probe eingerammt und die Kapazität gemessen wird. Die Kapazität hängt vor allem von der Art des Dielektrikums, also vom Schmelzwassergehalt der Schneeprobe ab.

5. *Betreuung der meteorologischen Station:* Dreimal täglich wurden Klimabeobachtungen durchgeführt. Die Werte der Lufttemperatur, der relativen Feuchtigkeit, des Luftdruckes und des Gradienten der Lufttemperatur wurden registriert.

Die Teilnahme Österreichs wurde durch die Unterstützung der *Österreichischen Akademie der Wissenschaften*, Wien, ermöglicht. Dafür sei an dieser Stelle gebührend gedankt.

Neue Ergebnisse in Physik und Anwendung des Ultraschalls*

Von

Josef Kolb

Physikalisches Institut der Universität Innsbruck

Mit 14 Abbildungen

(*Eingegangen am 18. Januar 1960*)

Das Übersichtsreferat soll einen Einblick verschaffen in die neuen Ergebnisse in Physik und Anwendungen des Ultraschalls. Naturgemäß muß dabei eine starke Einschränkung in der etwas willkürlichen Auswahl aus den reichhaltigen Problemen vorgenommen werden. Nur einige wenige, besonders aktuelle und wichtige Forschungsaufgaben, können etwas eingehender besprochen werden. Zur Erhöhung der Übersichtlichkeit soll der gesamte Vortrag in die nachstehenden Gebiete aufgeteilt werden:

1. Herstellung des Ultraschalls.
2. Nachweismethoden und Meßverfahren.
3. Physikalische Bedeutung des Ultraschalls in der Physik.
4. Anwendungen des Ultraschalls.

1. Herstellung des Ultraschalls

Es gibt zahlreiche physikalische Prinzipien, Ultraschall – besonders im niedrigen Frequenzbereich – herzustellen. Aber die hohen Ultraschallfrequenzen werden überwiegend von zwei Typen elektroakustischer Wandler beherrscht: Den magnetostriktiven und den piezoelektrischen Gebern. Zur Charakterisierung der elektromagnetischen Wandler werden vorteilhaft nachfolgende Angaben gemacht:

a) Das verwendete physikalische Prinzip der Umwandlung (magnetostriktiv, piezoelektrisch). Als Maß der Eignung für die Umwandlung wird der elektromechanische Kopplungsfaktor verwendet.

b) Die mechanischen Eigenschaften (Festigkeit, Reibung).

c) Temperaturabhängigkeit (Änderung der mechanischen und elektrischen Konstanten, Grenztemperatur).

d) Maximale Intensität (Watt pro qcm).

e) Resonanzfrequenz.

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

f) Wirkungsgrad (Verhältnis aus akustischer zu zugeführter elektrischer Leistung).

Magnetostriktive Wandler

Durch viele Jahrzehnte wurde für magnetostriktive Ultraschallgeber bevorzugt reines Nickel zufolge seiner günstigen magnetostriktiven Eigenschaften verwendet. Wegen der frequenzproportionalen Ummagnetisierungsverluste und der mit dem Quadrate der Frequenz ansteigenden Wirbelstromverluste wird bei solchen Schwingern bald eine obere Grenzfrequenz erreicht. Bei Verwendung von fein unterteilten Nickelkernen liegt sie bei etwa 100 kHz.

In jüngster Zeit ist es gelungen, durch besonders sorgfältige Kühlung und optimale Anpassung eines aus fein lamelliertem Blech zusammengesetzten Nickelschwingers von 20 kHz Resonanzfrequenz eine Intensität von 200 Watt pro qcm herzustellen. Es wird erwartet, daß sich dieser Wert noch auf den etwa zehnfachen Betrag steigern läßt.

Zu günstigen Ergebnissen führten Versuche mit Legierungen aus Kobalt und Nickel. Bei 4,5% Kobaltbeimengung zum Nickel stellt sich eine 50%ige Steigerung des Kopplungsfaktors gegenüber jenem bei reinem Nickel ein. Auch die innere Reibung bleibt kleiner, so daß Gütewerte (Q-Werte) von etwa 300 an ringförmigen Resonatoren beobachtet wurden. Kobalt-Nickel-Schwinger stellen somit verlustarme Breitband-Magnetostriktionswandler dar.

Auch Aluminium-Eisen-Legierungen wurden untersucht [28]. Sie sind brauchbar bis zu rund 300 kHz. Allerdings bereitet die Herstellung von Aluminium-Eisen-Legierungen größere Schwierigkeiten. Bei diesen Alfer-Schwingern wird 12 bis 14% Aluminium verwendet. Von großer Bedeutung ist die Art der Behandlung bei der Herstellung. Vergütung des Materials bei Temperaturen zwischen 650° und 1100° Celsius wird benutzt. Auch die anschließende Abkühlung bedarf einer besonderen Sorgfalt. Etwa 28° C Temperaturabnahme pro Stunde hat sich als vorteilhaft erwiesen. Das Wesen dieser Vergütungsprozesse liegt in einer vollständigeren Kristallausrichtung. Schon eine geringe prozentuelle Änderung des Aluminiumanteils bewirkt eine sehr starke Änderung der Eigenschaften. So wird beispielsweise beim Übergang von 12,3% auf 13,4% Aluminium der Kopplungsfaktor schon um 50% geändert. Optimale Ergebnisse konnten bei 12,3% Aluminium und einer Vergütung bei 650° C erzielt werden. Für solche Legierungen ist der Kopplungsfaktor etwa 25% größer als für vergütetes Nickel. Die Alfer-Schwinger zeichnen sich durch niedrigere Verluste gegenüber Nickelschwingern aus, besitzen hervorragende magnetische Eigenschaften und erhöhten Kopplungsfaktor.

In dem Bestreben zu höheren Frequenzen und geringeren Verlusten zu gelangen, wurden in den letzten Jahren wesentliche Fortschritte durch die Ferritkerne erzielt. Das sind Metalloxyde (NiO, CoO, FeO, Fe_2O_3), die in streng definiertem Verhältnis zusammengesetzt sind. Diese Mischung wird einem Brennprozeß (zirka 1400° C), dessen Verlauf

entscheidend für die resultierenden Eigenschaften ist, unterworfen. So entstehen Werkstoffe mit Permeabilitäten zwischen 100 und 400 und zugleich hohem spezifischem elektrischen Widerstand. (Daher auch die Verwendung von Ferritkernen in der Hochfrequenztechnik.) Ferritschwinger zeichnen sich durch folgende Eigenschaften aus [9]:

Der Betriebs-Temperaturbereich erstreckt sich bis zu etwa 450° C. Es treten keine Ermüdungserscheinungen auf. Die maximale Intensität kann bis zu 12 Watt pro qcm betragen. Ihr Gütefaktor (Q) liegt zwischen 40 und 6000. Der geringe Temperaturkoeffizient garantiert für Konstanz der Permeabilität und der Resonanzfrequenz des Schwingers. Die Herstellung verschiedener Schwingerformen (Zylinder, Kugelschalen) gestattet die Fokussierung, bzw. die Erzeugung ganz bestimmter Schallfelder, was für viele Anwendungszwecke von großer Bedeutung ist.

Magnetostriktive Geber werden im Bereich bis zu einigen hundert kHz besonders bei hoher mechanischer Beanspruchung (robusten Betriebsbedingungen) mit Vorteil verwendet. Besondere Anwendungsgebiete sind die Unterwasserschalltechnik, die Ultraschallreinigung, Ultraschall-Löten und -Bohren. Bezüglich der Ferrite sei noch erwähnt, daß sie sich zufolge ihres hohen mechanischen Gütefaktors auch hervorragend für Filter eignen. Der geringe Temperaturkoeffizient für Permeabilität und Resonanzfrequenz spielt dabei eine entscheidende Rolle.

Piezoelektrische Ultraschallgeber

Bis vor wenigen Jahren wurde Quarz infolge seiner günstigen mechanischen, thermischen und piezoelektrischen Eigenschaften fast ausschließlich für die Erzeugung von intensivem Ultraschall mit Frequenzen über einigen hundert kHz verwendet. Durch die Benutzung sehr dünner Scheibchen und die Erregung von Oberwellen können Frequenzen von mehreren hundert MHz erzeugt werden. Die maximale Intensität beträgt bei Quarz etwa 10 Watt pro qcm im Dauerbetrieb. Auch heute noch wird Quarz immer dort eingesetzt, wo es sich um hohe Betriebstemperaturen sowie hervorragende Konstanz der mechanischen und elektrischen Eigenschaften handelt. In den letzten Jahren sind zahlreiche künstliche piezoelektrische Kristalle mit großem Erfolg gezüchtet worden, die heute bereits in millionenfachem Einsatz, besonders als Filter im elektrischen Nachrichtenwesen, sich bestens bewährt haben. Hierher gehört vor allem das EDT (Aethylendiamintartrat) und das ADP (Ammoniumdihydrogenphosphat) [21]. Diese piezoelektrischen Materialien sind vorzüglich zum Nachweis und zur Messung (Sonden) von Schall und Ultraschall geeignet. Ebenso wie das schon lange bekannte Seignettesalz gehören sie zu den Ferroelektrika.

Immer größere Bedeutung gewinnen aber piezoelektrische Materialien, die nicht Einkristalle sind, sondern polykristalline Struktur aufweisen, somit aus zunächst unregelmäßig angeordneten kleinen Kriställchen zusammengesetzt sind. Hierher gehört vor allem das Bariumtitanat ($BaTiO_3$). Ähnlich wie bei den erwähnten Ferriten

handelt es sich hier um ein Sintererzeugnis: Das Bariumtitanatpulver wird mit einem Bindemittel gemischt, in passende Formen gepreßt oder gegossen und dann bei 1400° C gesintert. Es erhält auf diese Weise keramische Eigenschaften, ist aber noch nicht piezoelektrisch. Dazu muß eine einheitliche Orientierung der unregelmäßig gelagerten einzelnen Kriställchen (Bezirke) vorgenommen werden. In einem starken elektrischen Felde (zirka 20 kV pro Zentimeter) erfolgt diese Orientierung unter gleichzeitiger Erwärmung über die CURIE-Temperatur (120° C). Ein besonderer Vorteil solcher keramischer Geber liegt in der beliebigen Formgebung und Orientierung der Polarisation und damit

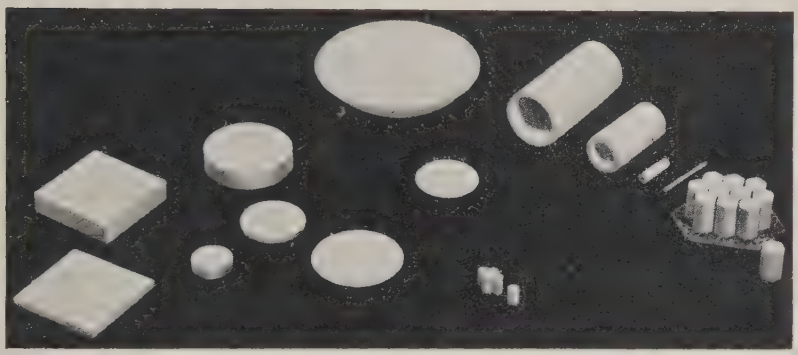


Abb. 1. Verschiedene Formen von Keramik-Schwingern (Barium-Titanat). (Clevite (vormals Brush), Cleveland, USA)

der Schwingungsrichtung (Abb. 1). Auch die niedrige Impedanz (infolge der hohen Dielektrizitätskonstante), die eine rund hundert mal geringere Betriebsspannung gegenüber Quarz für sonst gleiche Betriebsbedingungen gestattet, kann als Vorzug gewertet werden [23]. Die Nachteile der Bariumtitanat-Schwinger waren Anlaß und Anregung zu weiterer Forschung. Die gegenüber Quarz viel höheren Verluste im keramischen Schwinger führen bei höheren Intensitäten rasch zu unerwünschter Erwärmung. Der niedrige Curie-Punkt (120° C), bei dem jede geordnete Ausrichtung der Kriställchen infolge der Wärmebewegung verschwindet, so daß keine piezoelektrischen Eigenschaften mehr bestehen, ist durch die hohen Verluste, besonders im Innern des Schwingers, rasch erreicht. Es bedarf daher einer sorgfältigen Kühlung [8]. Verbesserungen in dieser Hinsicht brachten Beimengungen von Bleititanat. Die letzten erfreulichen Erfolge konnten jedoch mit Bariumtitanat-Schwinger erzielt werden, die Zirkon beigemengt haben. Die Curie-Temperatur liegt bei diesen Schwingern bei etwa 350° C. Ihre mechanischen und piezoelektrischen Eigenschaften erweisen sich so stabil, daß sie sogar schon als elektrische Filter geeignet sind [5].

Die Erklärung der beobachteten Wirkung derartiger Fremdatom-Beimengungen, also des Ersatzes eines Bariumatoms durch Blei, bzw. Zirkon, stellt ein ebenso interessantes wie aktuelles Thema der Festkörperphysik dar, das unter Einsatz modernster Hilfsmittel, z. B. Neutronenbeugung, bearbeitet wird [15].

Höchstfrequenzen

Die Forschung strebt stets nach Erweiterung des Erreichten, nach Extremen, die heute noch erstrebenswerte Ziele darstellen und morgen bereits zur Selbstverständlichkeit geworden sind. Die höchsten Ultraschallfrequenzen wurden bis vor kurzem durch die Anregung hoher Oberwellen von Quarzscheiben erzielt. Einige hundert MHz stellen

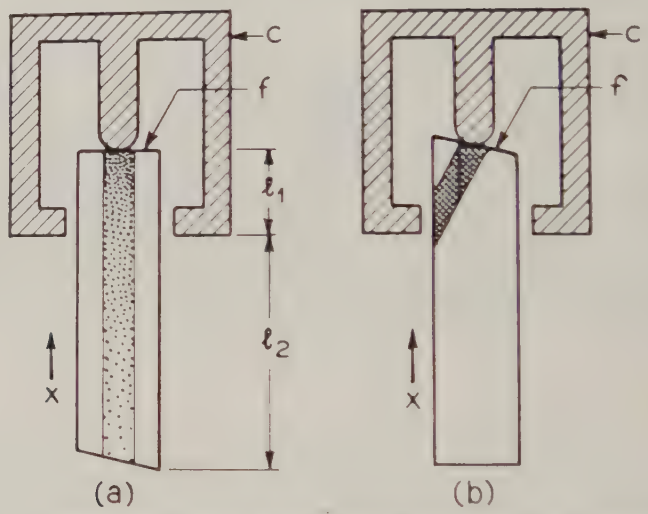


Abb. 2. Anordnung zur Erzeugung höchster Ultraschallfrequenzen in einem Quarzstab
a Stab-Stirnfläche senkrecht zur piezoelektrischen Achse, *b* Stabstirnflächen-Normale schließt zirka 10 Grad ein (4)

die obere Grenze dar. Eine neue Methode ist inzwischen erfolgreich eingesetzt worden: Die Anregung von Quarzschwingungen im elektrischen Feld eines Hohlraumresonators [4]. Zu diesem Zwecke bringt man einen Teil, ein Ende eines Quarzstabes, dessen Stabachse mit der X-Achse (= piezoelektrische Achse) identisch ist, in einen Hohlraum, so daß das elektrische Feld parallel läuft mit dieser Richtung. (Auch parallel der Y-Achse des Quarzes kann es verlaufen.) Unter der Einwirkung des elektrischen Feldes des Hohlraumresonators entstehen auf der Oberfläche des Quarzes mechanische Schwingungen mit Frequenzen bis zu mehreren tausend MHz (Abb. 2 *a*).

Wenn die Stirnfläche des Quarzstabes nicht senkrecht zur Stabachse steht, dann erfolgt die Ausbreitung der Ultraschallwellen nicht

mehr senkrecht zur Stirnfläche. Schließt deren Normale mit der Stabrichtung — und daher auch mit der Feldrichtung —, z. B. einen Winkel von 10° ein, dann beträgt der Winkel zwischen Stabachse und Schallstrahl — bedingt durch die elastischen Eigenschaften des Quarzes — etwa 25° bis 30° (Abb. 2 *b*).

Für den Nachweis solcher höchstfrequenter mechanischer Schwingungen, die bereits im Bereiche der Wärmewellen (Hyperschallwellen) liegen, stehen bewährte Verfahren längst bereit: Debye und Sears haben gleichzeitig mit Lucas und Biquard schon 1932 gezeigt, daß eine Schallwelle infolge der periodisch auftretenden Dichteschwankungen im durchsichtigen Medium wie ein optisches Beugungsgitter wirkt [2]. Die extrem hohen Ultraschallfrequenzen sind ganz besonders geeignet zur Erzeugung eines Beugungsgitters.

Für 10^9 Hz beträgt die Wellenlänge in Quarz nur mehr rund $5{,}7 \cdot 10^{-4}$ cm. Es entsteht somit ein Ultraschall-Beugungsgitter mit einer Gitterkonstante (gleich der Schallwellenlänge) von wenigen Wellenlängen des sichtbaren Lichtes.

Aus der Intensität des gebeugten Lichtes läßt sich die Schallintensität und damit deren Abschwächung bei der Ausbreitung entlang des Quarzstabes abschätzen. Solche Messungen liefern bei 1000 MHz 2 bis 4 Dezibel pro cm. Der Absorptionskoeffizient erweist sich proportional dem Quadrat der Frequenz. Er ist wenig von der Richtung und der Wellenart abhängig. Bei einer Temperatur von weniger als 25° Kelvin ist er frequenzunabhängig.

Aufschlußreich sind Versuche über den Energietransport mit Hilfe eines Quarzstabes zwischen zwei gleichartigen Hohlraumresonatoren. Dabei taucht das eine Stabende (z. B. ein Zylinder von wenigen cm Länge), in den als Sender arbeitenden Hohlraumresonator, während das andere Ende in den identisch gebauten Empfängerresonator ragt. In einer solchen Anordnung vollzieht sich eine Umwandlung von elektromagnetischer Energie in akustische und eine Rückverwandlung des akustischen in elektromagnetische Energie. Bei Verwendung von Impulsen von einigen Mikrosekunden Dauer und einer Frequenz von 1500 MHz beträgt das Verhältnis aus elektrischer Eingangsleistung im Sender zur Ausgangsleistung im Empfänger 10^7. Unter Verwendung gut begründeter Annahmen über die Verteilung des elektrischen Feldes im Hohlraum kann eine Berechnung der im Quarzstab erzeugten Ultraschalleistung erfolgen, deren Resultat befriedigend übereinstimmt mit den Werten, die aus den erwähnten Beugungsversuchen erhalten wurden. Derselbe Berechnungsgang wird beschritten bei Bestimmung der Rückverwandlung der Ultraschallenergie in elektromagnetische Energie. Dadurch ist es möglich, das aus der Messung gewonnene Verhältnis von elektromagnetischer Sender- und Empfängerenregie rechnerisch zu ermitteln.

Auch magnetostriktive Materialien wurden mittels Hohlraumresonatoren zu höchsten Frequenzen angeregt. Bei diesen Untersuchungen wird das Material, z. B. Nickel, in Form einer dünnen Lamelle

auf Quarz aufgebracht. Die Erregung erfolgt in diesem Falle durch das magnetische Feld des Hohlraumresonators, wobei noch gleichzeitig ein konstantes Magnetfeld geeigneter Größe überlagert wird. Das Thema: Ultraschallhöchstfrequenzen läßt sich wie folgt kurz fassen:

a) Durch das elektrische Feld von Hohlraumresonatoren werden auf der Oberfläche von Quarzstäben Ultraschallwellen bis zu etwa $4 \cdot 10^3$ MHz erzeugt.

b) Diese Werte lassen sich bei tiefen Temperaturen (zwischen etwa 20° und 180° K) bis zu rund 10^4 MHz erhöhen. In diesem Temperaturbereich bleibt die Absorption wesentlich kleiner als bei Raumtemperatur.

c) Je nach Lage und Form der Quarzelektroden lassen sich Longitudinal- bzw. Transversalwellen herstellen.

d) Der Nachweis und die Messung der Absorption erfolgt durch Beugung des Lichtes an dem durch die hochfrequente Schallwelle erzeugten Beugungsgitter.

e) Die zur Zeit vorliegenden Theorien der beobachteten Phänomene sind noch unvollständig.

2. Nachweismethoden und Meßverfahren

Für den Nachweis von Ultraschallwellen stehen zahlreiche mechanische, thermische, optische und elektrische Methoden zur Verfügung [2]. Die besprochenen magnetostriktiven und piezoelektrischen Ultraschallgeber sind ebenso als Empfänger brauchbar, indem die auftreffende Schallwelle in ihnen mechanische Verformungen hervorruft, die in elektrische Größen, letztlich in elektrische Spannungen umgewandelt werden. Es ist oft nicht so sehr die hohe Empfindlichkeit eines Empfängers, sondern dessen Kleinheit gegenüber der Wellenlänge des Ultraschalls von besonderer Bedeutung. Bei einer Messung soll ganz allgemein durch den Meßprozeß der zu messende Vorgang möglichst wenig gestört werden. Für Messungen im Schallfeld bedeutet dies die Verwendung von Sonden, deren Abmessungen klein gegenüber der Wellenlänge bleiben. Diese Forderung ist im Bereiche des Ultraschalls nicht leicht zu erfüllen, da bereits bei einer Frequenz von 1 MHz die Wellenlänge in Wasser nur mehr 1,5 mm beträgt. Es sind in jüngster Zeit Ultraschallsonden aus Bariumtitanat hergestellt worden, die einen Durchmesser von nur 0,1 mm besitzen.

Die direkte Sichtbarmachung des Schallfeldes mit Angabe der Verteilung der Intensität wäre das Ideal für das Studium der Schallfeldeigenschaften. – Altbewährt und noch heute viel verwendet zur Sichtbarmachung von Schallfeldern ist das Schlierenverfahren [2]. — Auch Leuchtphosphore wurden für die Anzeige der Schallintensität benutzt [30]. Dazu werden die Phosphate zunächst mit ultraviolettem Licht bestrahlt und dann dem Ultraschall ausgesetzt. Das Nachleuchten der Phosphore wird dort stärker, wo energiereiche Ultraschallstrahlen auftreffen. Nach einiger Zeit aber werden gerade diese Stellen dunkler als die Umgebung. Je nach dem Zeitpunkt der Beobachtung

des Leuchtschirmes erhält man somit ein positives oder negatives Leuchtschirmbild. Bei der Bildwandlerzelle von POHLMAN [2] wird die ausrichtende Wirkung des Ultraschalls auf die in einer Flüssigkeit suspendierten feinen Teilchen ausgenutzt. So interessant die Ideen und die physikalischen Prozesse bei diesen Verfahren auch sind, stellen sie doch noch nicht die Verwirklichung des angestrebten Zieles dar. (Siehe auch [10].)

Schon seit vielen Jahren ist bekannt, daß Ultraschallwellen die photographische Platte beeinflussen, so daß beim Entwickeln an den beschallten Stellen deutliche Unterschiede auftreten, die sogar eine quantitative Auswertung zulassen; besonders präparierte Platten wurden mit Erfolg verwendet. Allen derartigen Verfahren liegt dasselbe Prinzip zugrunde: Die in der photographischen Schicht beim Entwickeln stattfindende chemische Reaktion geht an der vom Ultraschall getroffenen Stelle rascher vor sich, als an der unbeschallten Stelle. Sehr gute Bilder werden durch die Beschallung der belichteten photographischen Platte in einem verdünnten Entwickler erzielt. Solche Untersuchungen wurden von KECK am Institut für medizinische Physik in Wien mit bestem Erfolg durchgeführt [16]. Für Labormessungen sind derartige Methoden recht wertvoll. Sie leiden aber unter dem Nachteil der geringen Empfindlichkeit. Als unerläßlicher Schwellwert der Intensität wird 10^{-3} Watt pro qcm von verschiedenen Autoren angegeben. Außerdem handelt es sich auch hier noch nicht um eine unmittelbare Sichtbarmachung und zudem bereitet die quantitative Auswertung erhebliche Mühe.

Ein viel aussichtsreicherer Weg wurde vor kurzem von SEMENNIKOV beschritten, der einen akustischen Bildwandler auf elektronischer Grundlage entwickelt hat [32].

Zum Verständnis der Wirkungsweise dieses Wandlers sei kurz überlegt, wie sich ein Dielektrikum verhält, das in Vakuum eingeschlossen auf der einen Seite von einem Elektronenstrahl bombardiert wird. In der Abb. 3 (Fig. 1) befindet sich links das Elektronenstrahl-Erzeugersystem, anschließend die Beschleunigungselektrode und dann das Dielelektrikum. Die Spannung U_c zwischen Kathode und Anode sei so groß, daß der Sekundär-Elektronen-Emissionskoeffizient größer als 1 ist. Die Spannung zwischen Kathode und Dielektrikum sei U_t. Der Sekundär-Elektronenstrom, das sind die Elektronen, die aus dem Dielektrikum austreten und von dort zum Kollektor wandern, hängt von U_t in bezug auf U_c ab, $(U_t - U_c)$. Es sei U_c konstant angenommen. Gleichgewichtszustand — der sich selbst ausbildet — wird dann vorhanden sein, wenn gerade gleichviel Sekundär-Elektronen austreten, wie primär Elektronen durch den Elektronenstrahl einfallen. Eine nähere Untersuchung zeigt, daß der Kollektorstrom I_c in Abhängigkeit von U_t den in der Abb. 3 (Fig. 2) gezeigten Verlauf annimmt (I_c als Funktion von U_t). Legt man an das Dielektrikum eine Spannung an, so wird eine Änderung des Kollektorstromes I_c gemäß dieser Kennlinie sich einstellen. Schon eine kleine Änderung der Spannung U_t bewirkt eine

starke Änderung des Stromes I_c. Es herrscht eine große Steilheit, also hohe Empfindlichkeit. Die Spannung U_t ist eine sehr empfindlich arbeitende Steuerspannung in bezug auf den Kollektorstrom I_c.

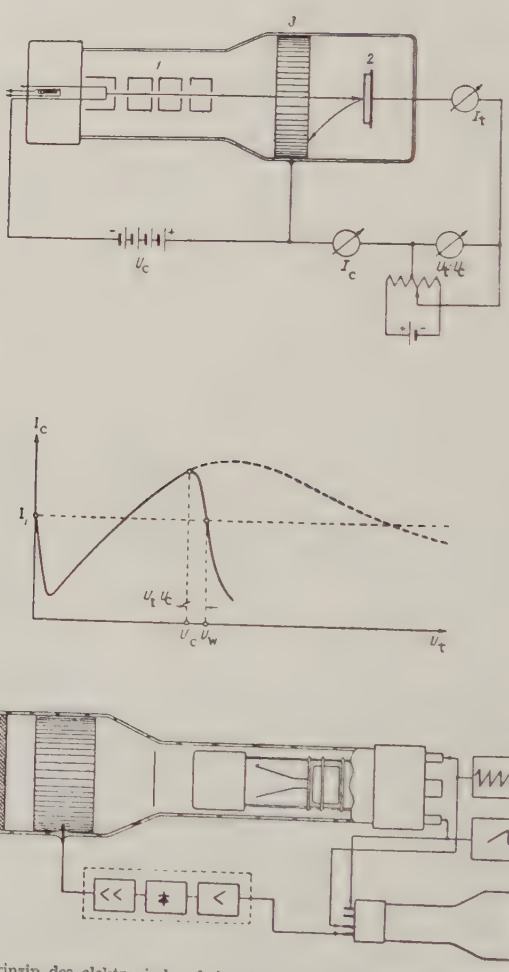


Abb. 3. Prinzip des elektronisch arbeitenden akustisch-optischen Bildwandlers [32]

Noch eine zweite Überlegung ist notwendig. Wenn ein Ultraschall in Richtung der piezoelektrischen Achse auf eine Quarzplatte auftrifft, dann entsteht infolge des direkten piezoelektrischen Effektes dort eine elektrische Ladung. Und damit ist eine EMK vorhanden, die druckproportional ist. Wenn also auf eine piezoelektrische Platte (Quarz, Bariumtitanat) ein Schallstrahlbündel verschiedener Schallintensität auftrifft, dann entsteht auf der der Auftreffebene gegenüberliegenden Ebene

eine Verteilung der EMK, die ein getreues Abbild der Druckverteilung, hervorgerufen durch den einfallenden Schallstrahl, darstellt. Das Druckrelief des Schallstrahls auf der Einfallsebene der piezoelektrischen Platte erzeugt somit ein kongruentes EMK-Relief auf der gegenüberliegenden Plattenebene. Die Vereinigung dieser beiden Vorgänge führt zum akustisch-optischen Bildwandler. In der obigen Anordnung wird die dielektrische Platte durch die piezoelektrische Platte ersetzt. Die vorhin erwähnten Schwankungen von U_t, die eine Veränderung des I_e hervorrufen, sind nun gegeben durch die lokal verschieden großen EMK. Um ein getreues Bild der Druckverteilung auf der piezoelektrischen Platte zu erhalten, muß ein Elektronenstrahl punktweise die Rückseite derselben abtasten. Die dort vorhandenen druckproportionalen EMK besorgen die Steuerung des Kollektorstromes. Es besteht somit bei diesem Verfahren eine weitgehende Analogie zu dem aus Mikrophotokathoden bestehenden Ikonoskop, das in der Fernsehtechnik bereits zu hoher Vollkommenheit entwickelt wurde. Der technische Ausbau des Ultraschallsichtgerätes liegt somit durch die Fernsehtechnik fertig vor. Auf dem Schirm des Fernsehapparates erhält man direkt und sofort die optische Darstellung des akustischen Geschehens (Abb. 3, Fig. 3).

Die vom auftreffenden Schall auf der piezoelektrischen Platte erzeugten kleinen EMK werden elektronisch verstärkt. Dadurch wird ein enormer Gewinn an Empfindlichkeit des Verfahrens erzielt. Nur mehr $3 \cdot 10^{-9}$ Watt pro qcm sind jetzt als Schwellwert erforderlich, also 10^6 mal weniger, als bei den früher erwähnten Verfahren der Umwandlung des Schalls in ein optisches Signal. Bei Plattenabmessungen die groß sind (z. B. 100 mm Durchmesser) gegenüber der Wellenlänge des Ultraschalls und einer Dicke, die der Resonanzdicke der verwendeten Ultraschallfrequenz entspricht, wird der elektrische Bildwandler zu einem Gerät, das hohes Auflösungsvermögen (starke Kontraste), große Empfindlichkeit und den Vorzug der direkten, trägheitslosen Anzeige in sich vereint. Die von SEMENNIKOV sowohl für Quarz als auch für Bariumtitanat angestellten Berechnungen der Empfindlichkeit des Bildwandlers stimmen recht gut mit den tatsächlich beobachteten Werten überein. Dabei wird unter Verwendung der bekannten Eigenschaften der piezoelektrischen Platte und der Elektronik der erforderliche Minimalschalldruck berechnet, der zur Erzeugung eines ausreichenden Kontrastes auf dem Bildschirm notwendig ist (siehe auch [11]).

3. Bedeutung des Ultraschalles in der Physik

Schallgeschwindigkeit und Absorption

Schallgeschwindigkeits- und Absorptionsmessungen stellen einen wesentlichen Teil der physikalischen Akustik dar. Aus den Geschwindigkeits- und Absorptionsdaten lassen sich aufschlußreiche Folgerungen ableiten, nicht bloß über makroskopische Größen (mechanische und thermische Konstante), sondern immer mehr geben solche Messungen

Einblick in molekulare und atomare Vorgänge. „Heute sprechen wir von Molekular-Akustik, beim nächsten internationalen Kongreß werden die Referate bereits Atom-Elektron- und Kernakustik behandeln" — kündigte Professor Kneser in seinem Einführungsvortrag anläßlich des 3. internationalen akustischen Kongresses in Stuttgart im September des vergangenen Jahres an.

Angesichts der hohen Bedeutung der genauen Kenntnis von Schallgeschwindigkeit und Absorption sind vornehmlich in den letzten 30 Jahren zahlreiche Methoden und Apparate entwickelt worden, um Geschwindigkeit und Absorption unter den verschiedensten Bedingungen (Temperatur, Druck, Frequenz) zu ermitteln. Rund 30 Jahre sind es nämlich her, seitdem erstmalig die damals schon durch 60 Jahre bestehende Diskrepanz zwischen den auf klassischer Grundlage berechneten und den tatsächlich gemessenen Absorptionswerten in Gasen ihre Klärung fand. Seit 1868 liegt die klassische Absorptionsformel von Kirchhoff vor; 1928 haben Herzfeld und Rice [13] den äußerst wichtigen Begriff der Relaxation zur Deutung der Beobachtungen herangezogen und 1931 hat Kneser an Kohlendioxyd umfangreiche Messungen über einen weiten Frequenzbereich ausgeführt und gezeigt, daß es sich bei diesem Gase um die Relaxation der Schwingungswärme handelt. Kneser konnte damit eine befriedigende Dispersionsformel für die Schallgeschwindigkeit aufstellen. Wegen der großen Bedeutung dieser Prozesse für die Molekularphysik soll kurz das Wesentliche in Erinnerung gerufen werden.

Seit 1816 ist aus den Arbeiten von Laplace bekannt, daß die Schallausbreitung in Gasen ein adiabatischer Prozeß ist. Es gilt daher die Gleichung: Schallgeschwindigkeit

$$c = \sqrt{\frac{R\,T\,\varkappa}{M}}; \qquad \varkappa = \frac{C_p}{C_v} = 1 + \frac{R}{C_v}.$$

Die spezifische Wärme C_v setzt sich aus den Beiträgen der äußeren und inneren Freiheitsgrade zusammen. Es gilt daher: $C_v = C_a + C_i(t)$. C_a stellt den Anteil der äußeren, $C_i(t)$ jenen der inneren Freiheitsgrade dar.

Der primäre Prozeß der Energieübertragung besteht in Zusammenstößen der einzelnen Moleküle, wird somit durch Translationsvorgänge bewirkt. Erst durch mehrere solche Zusammenstöße wird die Translationsenergie übertragen auf die inneren Freiheitsgrade. Es besteht daher eine zeitliche Verzögerung: Die inneren Freiheitsgrade erreichen etwas später das Gleichgewicht. Es bedarf einer gewissen Einstellzeit des thermischen Gleichgewichtes. Als geeignetes Maß für diesen verzögerten Vorgang nimmt man daher gerne die Relaxationszeit τ, die angibt, wielange es dauert von der Bildung eines Quants innerer Energie aus der äußern Energie bis zur Rückkehr in diese.

Wie wirkt sich nun eine solche Verzögerung auf die Schallausbreitung aus? Zwei wesentliche Effekte sind damit verknüpft: Die molekulare Schallabsorption und -dispersion [17].

Die Ausbreitung des Schalles in Gasen erzeugt periodisch rasch veränderliche Druck- und Temperaturschwankungen in Abhängigkeit von der Schallfrequenz. Bei hohen Frequenzen wird die Periode so klein, daß infolge der erwähnten endlichen Einstellzeit des thermischen Gleichgewichtes die inneren Freiheitsgrade anfangs nur noch teilweise und bei noch höheren Frequenzen gar nicht mehr angeregt werden. Die Folge davon ist, daß $C_i(t)$ mit steigender Frequenz kleiner und schließlich Null wird, so daß C_v wieder einen konstanten Wert, bestimmt durch die äußeren Freiheitsgrade allein, annimmt. Der mathematische Ausdruck für diese Kurve ergibt sich durch Einsetzen des zeitabhängigen Wertes von C_v in die Gleichung für die Schallgeschwindigkeit (Dispersionskurve, Abb. 4).

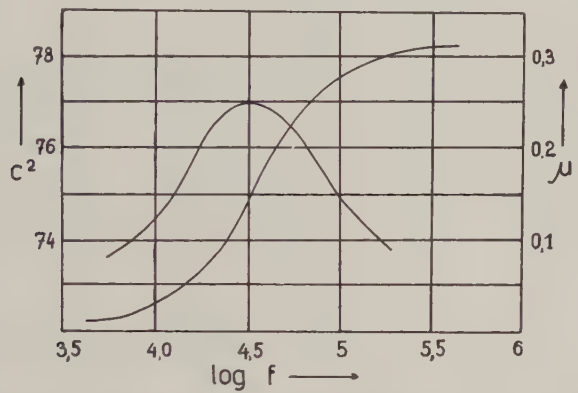


Abb. 4. Schallabsorption und -dispersion bei CO_2 als Funktion der Frequenz. Die Ordinatenwerte ergeben nach Multiplikation mit 10^8 das Quadrat der Schallgeschwindigkeit in $(m/s)^2$ [2]

Die beschriebene verzögerte Einstellung des thermischen Gleichgewichtes, die Relaxation, muß sich auch auf die Absorption des Schalles auswirken. Weil bei höheren Frequenzen nicht mehr thermisches Gleichgewicht sich einstellen kann, liegen keine reversiblen Prozesse mehr vor, es wird aus der Schallwelle dauernd Energie entzogen, daher nennt man diesen Absorptionsmechanismus: Molekulare Schallabsorption. Sie beträgt bei mehratomigen Gasen ein Vielfaches der klassischen Werte. Bei sehr hohen Frequenzen geht keine Energie mehr auf die inneren Freiheitsgrade, die molekulare Schallabsorption sinkt auf Null ab. Daher beobachtet man für sehr niedrige und sehr hohe Frequenzen Übereinstimmung mit den nach der klassischen Theorie berechneten Werten. Dazwischen gibt es aber einen für das jeweilige Gas charakteristischen Frequenzbereich mit einem Absorptionsmaximum. Für einen einfachen Relaxationsvorgang, wie er z. B. bei CO_2 vorliegt, erhält man Absorptionskurven nach Abb. 4. Aus der Frequenz maximaler Absorption und ebenso aus der Lage des Wendepunktes der Dispersionskurve läßt sich die Relaxationszeit τ bestimmen. Aus der

Höhe des Absorptionsmaximums und der Höhe der Dispersionskurve erhält man Auskunft über die Energiebeträge. Somit liefern Messungen der Schallgeschwindigkeit und Absorption bei verschiedenen Frequenzen wertvolle Aufschlüsse über Anregungsart, Energiebeträge, Zahl der Zusammenstöße und Dauer der Übertragung. Es ist daher sehr verständlich, daß derartigen Untersuchungen ein stets steigendes Interesse entgegengebracht wurde und immer wieder neue, noch leistungsfähigere Verfahren und Geräte, angefangen von der einfachen Resonatormethode bis zu der besonders nach dem Kriege ausgearbeiteten Impulstechnik entwickelt wurden. Auch Österreichs Beiträge fehlen bei dieser Arbeitsrichtung nicht. Gerade vor wenigen Monaten erschien eine wertvolle Arbeit von Schreiner aus dem Institut von Frau Professor Seidl über eine verbesserte interferometrische Messung der Absorption in Kohlendioxyd [31].

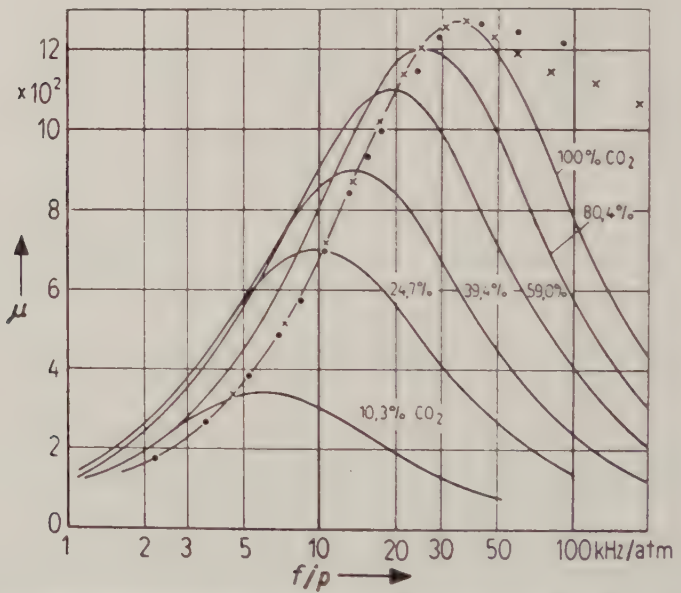


Abb. 5. Molekularer Absorptionskoeffizient μ als Funktion von f/p für verschiedene Mischungen von CO_2 und Ar [18]

Kneser, der vor fast 30 Jahren einen entscheidenden Beitrag zur Enträtselung der experimentellen Tatsachen geliefert hatte, berichtete auf dem Stuttgarter Kongreß über die neuesten Ergebnisse der Kohlendioxyd-Absorptionsmessungen [18]. Ein Kurzbericht über sein Referat ist recht geeignet, um Probleme und Arbeitsweise auf diesem wichtigen Forschungsgebiete kennen zu lernen. Eucken hat 1931 festgestellt, daß die Beimengung von Fremdgasen außerordentlich stark auf die Schwingungsrelaxationszeit wirkt. Es zeigen sich Zusammenhänge

zwischen der chemischen Affinität der miteinander gemischten Gase und der Relaxationszeit. Bemerkenswert ist, daß die meisten Fremdgase als Beimischung zum Grundgas, z. B. zu CO_2, eine Verkleinerung der Relaxationszeit bewirken. Die von KNESER ausgeführten Untersuchungen beziehen sich auf Argonbeimengung zu CO_2 bei konstanter Temperatur aber weitem Druckbereich (0,2 mm Hg — 700 mm Hg). Das Prinzip der Messung besteht darin, daß das in einem Zylinder eingeschlossene Gas durch einen auf der Bodenfläche eingebauten Schallgeber erregt wird und ein zweiter elektromechanischer Wandler auf der gegenüberliegenden Deckfläche als Empfänger dient. In Abhängigkeit von der variablen Frequenz wird bei konstanten Werten von Druck und Temperatur die Resonanzkurve aufgenommen und aus ihr der Absorptionskoeffizient berechnet, der mit der Relaxationszeit eng verknüpft ist. Es werden die Frequenzen der Maxima sowie die Halbwertsbreiten gemessen. Das Ergebnis einer solchen Untersuchung zeigt die Abb. 5, bei der zweckmäßigerweise der Absorptionskoeffizient als Funktion von Frequenz gebrochen durch Druck (f/p) aufgetragen ist. Im Bereiche hoher Argonkonzentration (links) sind die Absorptionsmaxima klein und nach niedrigen Werten (f/p) verschoben. Aus diesem experimentellen Befund muß auf eine Vergrößerung der Relaxationszeit, bedingt durch die Argonbeimengung zu CO_2, geschlossen werden.

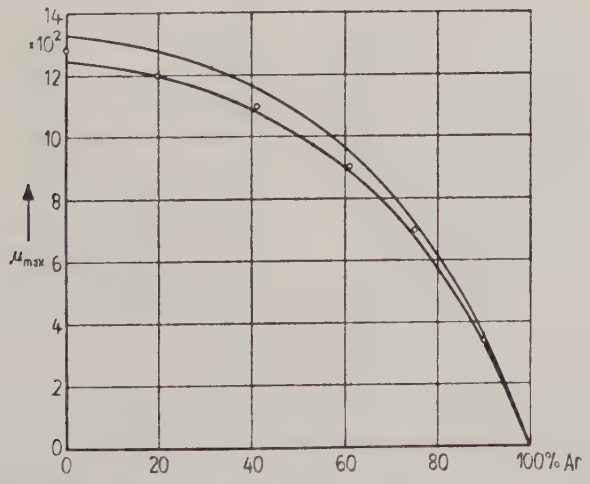


Abb. 6. Maximaler Absorptionskoeffizient μ_{max} als Funktion des Mischungsverhältnisses von CO_2 und Ar [18]

In der Abb. 6 ist der Zusammenhang zwischen Argonkonzentration und den Beträgen der maximalen Absorption wiedergegeben. Berechnet man diese Kurve nach der Relaxationstheorie für einen einfachen Relaxationsprozeß unter der Annahme, daß C_i die *gesamte* Schwingungswärme bedeute, dann erhält man die obere Kurve. Nimmt man aber

für C_i nur den Beitrag für die Biegeschwingung des CO_2-Moleküls, dann ergibt sich der untere, das experimentelle Ergebnis besser beschreibende, Verlauf. Dieser Sachverhalt läßt vermuten, daß derartige Messungen die Relaxationszeit der Biegeschwingung liefern; eine befriedigende Auskunft über den gesamten Relaxationsmechanismus kann damit nicht gegeben werden.

Noch eine weitere Aussage gestatten diese Messungen. Energieübertragung auf einen inneren Freiheitsgrad beruht auf den Zusammenstößen der Moleküle. Infolge der Mischung von zwei Gasen werden Zusammenstöße unter gleichartigen Molekülen auftreten und solche zwischen den zwei verschiedenartigen Molekülen, hier also zwischen CO_2 und Argon. Es wird daher eine Relaxationsgeschwindigkeit (= reziproke Relaxationszeit) $1/\tau_1$ resultieren, die sich additiv aus zwei Anteilen zusammensetzt. Jeder Anteil ist proportional der Mol-Konzentration. Es gilt daher die Beziehung:

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1-x}{\tau_{AA}} + \frac{x}{\tau_{AB}}$$

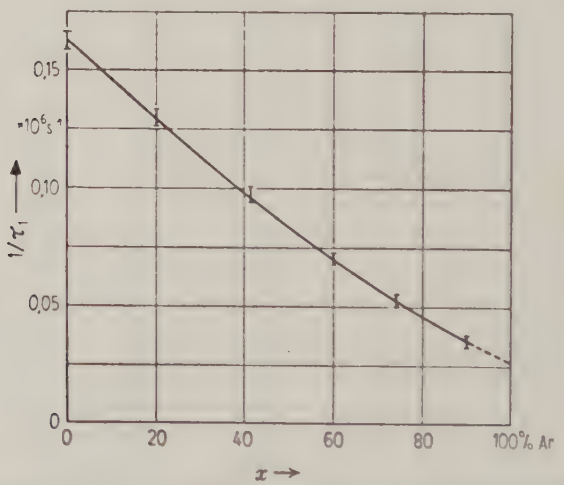


Abb. 7. Abhängigkeit der Relaxationsgeschwindigkeit $1/\tau_1$ von der Argonkonzentration x [18]

Dies ist eine lineare Beziehung in x, der Argonkonzentration. Die graphische Darstellung des Meßergebnisses $1/\tau_1$ als Funktion der Argonkonzentration liefert dagegen eindeutig nicht eine lineare Beziehung (Abb. 7). Aus dieser Diskrepanz muß gefolgert werden, daß eine Grundannahme falsch ist. Kneser deutet dieses Ergebnis so, daß neben den bisher angenommenen Zweierstößen unter den Molekülen außerdem noch Dreierstöße vorhanden sein müssen.

Bei Kohlendioxyd befindet sich die Rotationsenergie im Gleichgewicht mit der Translationsenergie. Es bleibt daher nur eine Relaxa-

tion für die Schwingungsenergie. Für diese bestehen wiederum zwei Möglichkeiten: Die Deformations = Biegeschwingungen und die Valenzschwingungen (in Richtung der Verbindungslinie der Atome). Die Grundfrequenz der verschiedenen Schwingungen kann man aus spektroskopischen Messungen erhalten. Unter Verwendung der PLANCK-EINSTEIN-Formel läßt sich die Berechnung der Schwingungsenergie vornehmen. Es ist hier ein Treffpunkt gegeben zwischen zwei physikalischen Disziplinen, der Spektroskopie und der Ultraschallphysik.

Es ist durchaus nicht selbstverständlich, daß alle Schwingungsformen dieselbe Relaxationszeit besitzen. Es liegen daher wohlbegründete Theorien vor, die für Kohlendioxyd mehrere Relaxationszeiten fordern. Der Klärung dieser Frage dienten in jüngster Zeit umfangreiche Messungen der Absorption in Kohlendioxyd in einem weiten Druck- und Frequenzbereich [12]. Diese Untersuchungen zeigen, daß die Relaxationszeit τ im gesamten gemessenen Bereich verkehrt proportional der Dichte ist und daß alle Kurven bei gegebener Temperatur und Druck für sämtliche Frequenzen mit einer einzigen Relaxationszeit ebenso gut beschrieben werden können, wie mit zwei Relaxationszeiten und zwei zugehörigen spezifischen Wärmen. Nie wurden mehrfache Maxima, ja nicht einmal Verbreiterungen in der Resonanzkurve, die ein sicheres Anzeichen für mehrere Relaxationsvorgänge darstellen, beobachtet. Es kann daher nicht gefolgert werden, daß im Kohlendioxyd-Molekül die Biegeschwingungen eine andere Einstellzeit besitzen als die Valenzschwingungen.

Gleichzeitig wurde im Zusammenhang mit diesen umfangreichen Messungen auch — ähnlich wie im früher besprochenen Beispiele — der Einfluß von Wasserstoffbeimengung auf die Relaxationszeit bestimmt. Bereits 1% Wasserstoffzusatz bewirkt unter Normalbedingungen eine Verkürzung der Relaxationszeit des Kohlendioxyd-Moleküles von 5,2 Mikrosekunden auf 0,9 Mikrosekunden. Aus dieser enormen Empfindlichkeit erkennt man auch die Schwierigkeit der Messungen und die hohen Ansprüche, die an die Experimentierkunst gestellt werden (siehe auch [33]).

Aus den angeführten Beispielen geht hervor:

a) Ein Fremdgas wirkt besonders stark auf die Schwingungsrelaxationszeit.

b) Die meisten Fremdgase erzeugen starke Verringerung der Relaxationszeit.

c) Argon hingegen bringt eine Erhöhung um den Faktor 8 bei hohen Argonkonzentrationen unter Normalbedingungen. Das in Argon eingebettete CO_2-Molekül hat eine achtmal größere Relaxationszeit als das CO_2-Molekül im CO_2-Gas.

Tieftemperatur — Ultraschallforschung

Es kommt nicht selten vor, daß extreme Versuchsbedingungen zu neuartigen Effekten und Erkenntnissen führen. Seit einigen Jahren werden die Ultraschallabsorptionsmessungen in Festkörpern, besonders

in Metallen, auch bei tiefsten Temperaturen, also im Gebiete der Supraleitung, ausgeführt [3]. Die Versuchsanordnung für derartige Messungen zeigt die Abb. 8. Zwei Dewar-Gefäße sind konzentrisch angeordnet. Im äußeren befindet sich flüssiges Helium oder flüssiger Stickstoff, im innern flüssiges Helium. In diesem wird das Prüfstück, z. B. ein Blei-Einkristall, angebracht. Auf dieses ist ein Ultraschallgeber (Quarz oder Bariumtitanat) aufgekittet. Unter Verwendung eines Ultraschallechogerätes (Impulsgenerator) werden Ultraschall-Impulse der gewünschten Dauer und Frequenz — meist viele MHz — in den Prüfling geschickt. Die vom piezoelektrischen Geber ausgesandten Ultraschallimpulse werden von der gegenüberliegenden parallelen Endfläche des Prüflings reflektiert und vom piezoelektrischen Wandler, der nun als Empfänger arbeitet, nach elektronischer Verstärkung auf dem Schirm einer Braunschen Röhre angezeigt (Impulsechoverfahren) [14]. Jeder Ultraschall-Sendeimpuls durchläuft den Prüfling mehrere Male. Infolge der Absorption nimmt die auf der Braunschen Röhre ausmeßbare Höhe der aufeinander folgenden Impulse gesetzmäßig ab, so daß aus diesem Abfall die Absorption bestimmt werden kann. Mittels geeichter Abschwächer läßt sich eine besonders hohe Genauigkeit erzielen.

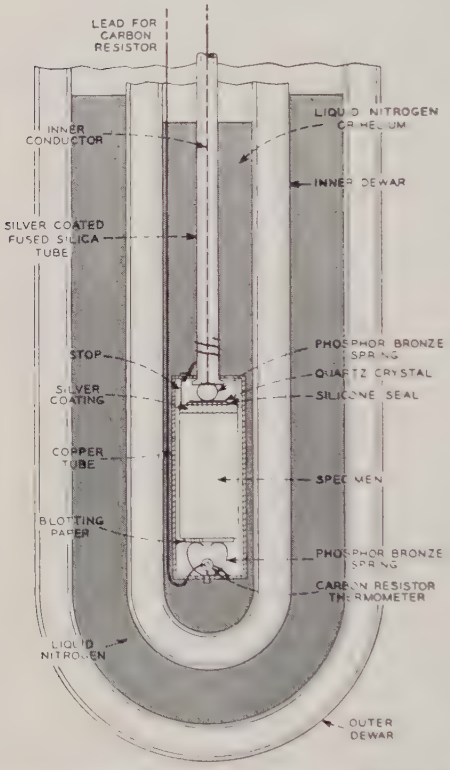


Abb. 8. Apparatur für die Messung der Schallausbreitung bei tiefen Temperaturen [22]

Bei den tiefen Temperaturen besitzen die Elektronen im Metall eine viel größere mittlere freie Weglänge als bei Raumtemperatur. Darin liegt der entscheidende Unterschied. Infolge dieser großen mittleren freien Weglänge der Elektronen wird der von den Gitterschwingungen auf sie übertragene Impuls nicht sofort wieder zurückgegeben. Dadurch können die freien Elektronen im normalen, das heißt nicht supraleitenden Zustand, eine Abschwächung der Schallwellen im Metall bewirken. Die Gitterschwingungen werden gedämpft. Die durch dieses Phänomen bedingte Absorption des Schalls erweist sich proportional

dem Quadrate der Schallfrequenz, solange die Wellenlänge des Schalls größer als die mittlere freie Weglänge der Elektronen bleibt. Diese „elektronische Absorption" macht sich daher erst im Mega-Hertz-Bereich bemerkbar. Sie tritt sowohl für Transversal- als Longitudinalwellen auf. Im supraleitenden Zustand verschwindet die elektronische Absorption. Dort ist das Gitter nicht mehr fähig, Impuls auf das Elektronengas zu übertragen [22].

Verschiedene Theorien wurden aufgestellt für die Deutung des beobachteten Geschehens [22]. Sehr einfach und trotzdem recht leistungsfähig ist die Vorstellung, daß es sich um die innere Reibung im Elektronengas handle. Dieses besitzt eine gewisse Zähigkeit, ganz analog den gewöhnlichen Gasen. Daher liegt es nahe, die bereits von STOKES im Jahre 1845 aufgestellte klassische Absorptionsgleichung heranzuziehen. Nach der kinetischen Gastheorie gilt für den Koeffizienten η der inneren Reibung:

$$\eta = \frac{1}{3} n^* m \bar{l} \bar{v}.$$

Darin bedeuten n^* die Anzahl der Moleküle pro cm^3, m die Masse des Moleküls, $\bar{l}$ die mittlere freie Weglänge und $\bar{v}$ die mittlere Geschwindigkeit. Die mittlere freie Weglänge $\bar{l}$ ist beim Elektronengas vor allem durch die Zusammenstöße mit den Gittermolekülen bestimmt, da deren Abmessungen und Streuquerschnitte viel größer sind, als die entsprechenden Werte für die Elektronen. Für das Elektronengas gilt die FERMI-Verteilung und daher besteht für $\bar{v}$ die Beziehung:

$$\frac{1}{2} m \bar{v}^2 = \text{konst.} \frac{\hbar^2}{m} (3\pi^2 n^*)^{2/3}.$$

Für die mittlere freie Weglänge $\bar{l}$ gilt:

$$\bar{l} = \frac{\sigma m \bar{v}}{n^* e^2}.$$

Dabei bedeutet $\hbar = h/2\pi$, σ die elektrische Leitfähigkeit, e die Ladung des Elektrons. Die elektrische Leitfähigkeit σ kann direkt gemessen werden und daher ist $\bar{l}$ bestimmbar. Die Zahl der freien Elektronen pro Volumseinheit, n^*, ist bei einatomigen Metallen identisch mit der Zahl der Atome pro Volumseinheit (HALL-Effekt). Bei vierwertigen Metallen wie Blei und Zinn, liefern Messungen für das Verhältnis der Atomzahl zur Zahl der freien Elektronen Werte, die zwischen 0,43 und 1,1 schwanken.

Nach der Formel von STOKES gilt für den Amplituden-Absorptionskoeffizienten α:

$$\alpha = \frac{2\pi f^2}{\varrho v_t^3} \cdot \eta.$$

Diese Beziehung liefert η direkt, da die Dichte ϱ und die Schallgeschwindigkeit v_t direkt meßbar sind. Aus dem gemessenen α läßt sich

somit η ermitteln. Dieser so gefundene Wert wird nun verglichen mit jenem der Theorie:

$$\eta = \frac{1}{3} n^* m \bar{l} \bar{v}.$$

Wobei für n^*, $\bar{l}$ und $\bar{v}$ die angeführten Größen einzusetzen sind.

Es ergibt sich auf diese Weise eine recht gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, so daß geschlossen werden darf: Im Falle der elektronischen Ultraschallabsorption handelt es sich um eine viskose Reaktion. Durch die Viskosität des Elektronengases werden die Gitterschwingungen gedämpft. Für Blei ergibt sich η zu 0,78 Poise und für Zinn 0,34 Poise.

Die Theorie von Morse [24] geht von der Vorstellung aus, daß ein Druck oder Zug die Fermi-Energie-Oberfläche stört. Es erfolgt z. B. ein Übergang von der Kugel zum Ellipsoid. Dadurch tritt eine Neuanordnung der Elektronen auf. Bei dieser Neuverteilung geht aber — wie in einem viskosen Medium — Energie an die Umgebung verloren. Anders dargestellt: Der Vorgang der Neuanordnung ist mit einer Relaxation verbunden. Für die Relaxationszeit τ besteht die Beziehung:

$$\tau = \frac{m}{n^* e^2} \sigma.$$

Mit dieser Gleichung und jener für die Fermi-Energie kann man die elastischen Konstanten für Longitudinal- und Transversalwellen berechnen: Sie sind komplex. Aus dem Imaginär-Anteil ermittelt man die Abschwächung. Auf diese Weise erhält man für niedrige Frequenzen Absorptionswerte, die identisch mit den nach der Viskositäts-Theorie berechneten Größen sind (siehe auch [25]).

Absorptionsmessungen in Abhängigkeit vom Reinheitsgrad wurden z. B. für Zinn ausgeführt. In spektralreinem Zinn (ein Teil Verunreinigung auf 10^6 Teile) steigt die elektronische Abschwächung des Ultraschalles auf ein Vielfaches gegenüber einem Material geringerer Reinheit. So wurde z. B. bei 10,3 MHz eine Zunahme auf den 275 fachen Betrag gemessen. Diese Tatsache führt zu der Annahme, daß der spezifische Widerstand, der in der Formel für die Zähigkeit im Nenner steht, in so reinem Zinn außerordentlich gering ist [22].

Die Messungen an Zinnkristallen besitzen noch in anderer Hinsicht besondere Bedeutung. Zinn ist ein tetragonaler Kristall. Er besitzt sechs unabhängige Viskositäts-Koeffizienten, sowie sechs unabhängige elastische Konstante. Ihre Bestimmung kann in der Weise erfolgen, daß man Kristallstücke mit verschiedener Orientierung herausschneidet und die Schallausbreitung (Geschwindigkeit und Absorption) für longitudinale und transversale Wellen bei verschiedenen Frequenzen in den verschiedenen Richtungen mißt. Somit erhält man die Koeffizienten der inneren Reibung aus Ultraschallmessungen. Bemerkenswert sind die sehr ungleichen Beträge der Viskosität nach den verschiedenen Richtungen im Kristall. Wegen der Beziehung zwischen Viskosität und

FERMI-Oberfläche muß aus der beobachteten Verschiedenheit der Koeffizienten der inneren Reibung für die verschiedenen Richtungen im Kristall gefolgert werden, daß die FERMI-Oberfläche bei Zinn weit davon entfernt ist, Kugelgestalt zu besitzen.

Wenn die mittlere freie Weglänge $\bar{l}$ der Elektronen größer als die Wellenlänge λ des Schalls wird, dann handelt es sich um einen Streuprozeß. In Übereinstimmung mit der Theorie von PIPPARD nähert sich mit zunehmendem Wert von $\bar{l}/\lambda$ sowohl für longitudinale als transversale Wellen die Abschwächung einem Grenzwert [22]. In diesem Bereich $\bar{l} \geqslant \lambda$ ergibt sich noch eine wertvolle Beziehung zu einer neuen Theorie der Supraleitung, die von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER aufgestellt worden ist [1]. In dieser Theorie spielt ein Energiebetrag $2\,\varepsilon(T)$ an der FERMI-Oberfläche eine wichtige Rolle. BARDEEN hat kürzlich gezeigt, daß für das Verhältnis aus der Elektronenabsorption im supraleitenden Zustand A_s zu jenem im normal leitenden Zustand A_n die einfache Beziehung gilt:

$$\frac{A_s}{A_n} = \frac{2}{1 + e^{\varepsilon/kT}},$$

vorausgesetzt, daß $\bar{l}$ größer λ ist. In dieser Formel bedeutet k die BOLTZMANN-Konstante und T die absolute Temperatur. Aus dem Abfall der Elektronenabsorption bei Übergang in das Supraleitgebiet kann somit ε gefunden werden.

Neue Erkenntnisse und unerwartete Vorgänge stellen sich ein, wenn die Probe in ein Magnetfeld gebracht wird [26].

Longitudinales Feld: Bei einem Magnetfeld, dessen Feldrichtung parallel zur Ausbreitungsrichtung des Schalles läuft, nimmt mit steigender Feldstärke die elektronische Absorption ab. Dieses Verhalten ist wahrscheinlich eine Folge des vergrößerten Elektronenweges, bedingt durch die spiralförmige Aufwicklung der Elektronen im Magnetfeld.

Transversales Feld: Eine wesentliche Bereicherung erfahren die Experimente, wenn die Probe einem transversalen Magnetfeld (die Feldrichtung steht normal zur Schallausbreitungsrichtung) ausgesetzt wird. Vor allem ist die Tatsache bemerkenswert, daß für eine vorgegebene Frequenz (z. B. 50 MHz) bei einer bestimmten Magnetfeldstärke ein Absorptionsmaximum auftritt. Bei Frequenzänderung verschiebt sich dieses Maximum proportional der Schallfrequenz zu höherer Feldstärke. Ein solches Verhalten legt den Gedanken nahe, daß es sich hier um eine Art Zyklotron-Resonanz-Effekt handeln müsse, der dann eintritt, wenn ein bestimmtes Verhältnis besteht zwischen dem Durchmesser der Kreisbahn der Elektronen und der Wellenlänge des Schalls. Diese Vermutung wurde experimentell bestätigt. Nähere Untersuchungen zeigen, daß im Falle transversaler Ultraschallwellen noch der Winkel zwischen der Polarisationsebene der transversalen Welle und der Magnetfeldrichtung von Bedeutung ist. Wenn das Magnetfeld senkrecht zur Polarisationsebene der Schallwelle steht, dann gilt, so wie bei den Longitudinalwellen, für den Durchmesser der Spiralbahn $d = n \cdot \lambda$,

$n = 1, 2, 3 \ldots$ Wird das Magnetfeld um 90° gedreht, so daß es parallel zur Polarisationsebene der Ultraschallwelle läuft, dann ergibt sich der Durchmesser d zu $d = (n + \frac{1}{2})\,\lambda$, $n = 0, 1, 2 \ldots$. Die praktische Messung wird so vorgenommen, daß bei konstanter Ultraschallfrequenz die Magnetfeldstärke kontinuierlich geändert wird, unter Beobachtung der Lage der Absorptionsmaxima.

Physikalische Bedeutung dieser Untersuchungen

Wenn von einem Elektron der Kreisbahndurchmesser im gegebenen Magnetfeld bekannt ist, dann läßt sich leicht dessen Impuls ermitteln. So berechnete mittlere Elektronenimpulse lieferten bei Kupfer Werte von $1{,}19 \cdot 10^{-19}$ g cm/sec. Dieser Impuls ist wieder in einfacher Weise mit der Energie der Fermi-Oberfläche verknüpft. In der Gleichung für diese Energie tritt n^*, die Zahl der freien Elektronen pro Volumseinheit auf, so daß eine neue Methode für die Ermittlung dieser Größe zur Verfügung steht. Messungen an Kupfer lieferten für n^* den 1,02 fachen Betrag der Zahl der Atome pro Volumseinheit.

Das Resultat der Tieftemperatur-Ultraschall-Forschung lautet kurz zusammengefaßt:

a) Im Bereiche tiefer Temperaturen und hoher Frequenzen tritt ein neuer Absorptionstyp, die Elektronenabsorption auf. Das Elektronengas entzieht den Gitterschwingungen Energie.

b) Es handelt sich bei diesem Vorgang um einen Prozeß der inneren Reibung, daher kann aus solchen Absorptionsmessungen die Viskosität des Elektronengases bestimmt werden.

c) Aus der Abnahme der Elektronenabsorption beim Übergang in den Bereich der Supraleitung läßt sich ein für die Theorie der Supraleitung wichtiges Energie-Quant ermitteln.

d) Das Studium der Ultraschallausbreitung bei tiefen Temperaturen unter dem Einfluß eines Magnetfeldes bringt neue Effekte, die die Messung des Elektronenimpulses und der Zahl der freien Elektronen pro Volumseinheit gestatten.

4. Anwendungen des Ultraschalls

Materialprüfung mit Ultraschall

Steigende Bedeutung genießt der Ultraschall bei der Auffindung von Fehlstellen in Werkstoffen aller Art. (Lunker, Risse, Löcher, schlechte Klebe- oder Schweißstellen usw.) Überwiegend werden dazu Impulsechogeräte benutzt, die meist so gebaut sind, daß sie auch eine Durchschallung der Prüfstücke gestatten. [2], [14]. Die Geräteentwicklung tendiert heute nach hohen Ultraschallfrequenzen. Apparate für 50 MHz sind zur Zeit in Entwicklung, während bisher nur wenige MHz (maximal etwa 20 MHz) zur Verfügung standen. Vielfach werden bei den neueren Gerätetypen die Quarzschwinger bereits durch Bariumtitanat ersetzt. Eine Hauptschwierigkeit bereitet immer noch die zuverlässige und eindeutig reproduzierbare Ankopplung des Schallkopfes an den Prüfling,

ein Mangel, der sich besonders bei Absorptionsmessungen sehr ungünstig auswirkt. Um diesem Übelstand abzuhelfen, wird bei neuen Konstruktionen die Güte der Ankopplung (Übertragung der Ultraschallenergie vom Schallkopf auf den Prüfling) aus der Verzerrung des Ultraschallimpulses bestimmt [20]. Die formgetreue Übertragung des im Schallkopf erzeugten Ultraschallimpulses ist eine Funktion der Kopplung zwischen Schallkopf und Prüfling. Die Bandbreite ändert sich in Abhängigkeit von dieser Kopplung. Daher ist die Verzerrung, die der Impuls beim Übergang erfährt, ein Maß für die Ankopplung. — Die zweite Schwierigkeit ist nicht apparativer Natur, sie liegt in der Deutung des erhaltenen Oszillographen-Schirmbildes. Ihre Behebung gelingt in dem Maße, in dem die Erfahrung — die allerdings oft mit beachtlichen Unkosten erworben werden muß — an den mannigfaltigen Prüfproblemen zunimmt.

Durch zahlreiche neue Methoden und Geräte wurde in letzter Zeit auch das sich mächtig ausweitende Gebiet der Ultraschallmaterialprüfung stark gefördert. Hier handelt es sich nicht primär um die Fehlerortung, sondern vor allem um eine zuverlässig, rasch und zerstörungsfrei arbeitende Methode zur Bestimmung der Materialeigenschaften (thermische, elastische Konstante, Viskosität).

Ultraschallreinigung

Schon seit mehreren Jahren wird Ultraschall für Reinigungszwecke besonders in der Feinmechanik, in der Optik und verschiedenen anderen Gebieten mit gutem Erfolg benutzt [6]. Noch ist der physikalische Vorgang in all seinen Einzelheiten nicht völlig klar. Die zu reinigenden Gegenstände befinden sich immer in einer Reinigungsflüssigkeit, z. B. Trichloraethylen, die mit einer nicht zu hohen Frequenz, aber großer Intensität beschallt wird. Kavitation, ein Vorgang, über den schon zahlreiche Untersuchungen vorliegen, der aber trotzdem immer noch ein fast unerschöpfliches Reservoir für experimentelle und theoretische Arbeiten darstellt, spielt eine maßgebliche Rolle [34], [29]. Daneben wirken aber auch noch nachstehende Parameter bestimmend auf den Reinigungserfolg ein: Frequenz und Intensität des verwendeten Ultraschalls, Temperatur, Druck, Viskosität- und Gasgehalt [19] der beschallten Flüssigkeit und schließlich die Flüssigkeitshöhe im Behälter, sowie dessen Form, Größe und akustische Eigenschaften. — Die Abb. 9 zeigt einen modernen Bariumtitanatschwinger, der für verschiedene Zwecke, besonders auch für Reinigungsanlagen vorgesehen ist [7]. Zwei röhrenförmige Schwinger (Rohrschwinger) mit einem mittleren Radius von 34 mm und einer Länge von 150 mm sind parallel zueinander geschaltet. Die Resonanzfrequenz beträgt 23 kHz in Luft. Diese Ausführung kann entweder als radialsymmetrischer Beschaller oder aber als großflächig gerichteter Strahler wirken. Im letzteren Falle dient eine elliptische Mantelfläche als Reflektor, dessen Brennlinie zusammenfällt mit der Achse des Rohrschwingers. Der Reflektor soll eine günstige Abstrahlung möglichst in einer Richtung besorgen. Schwinger und

Reflektor sind in ein Gehäuse eingeschlossen, das auf der Vorderseite ein schalldurchlässiges und kavitationsfestes Fenster besitzt (Abb. 10). Zur Übertragung des Ultraschalls an das zu beschallende Medium und

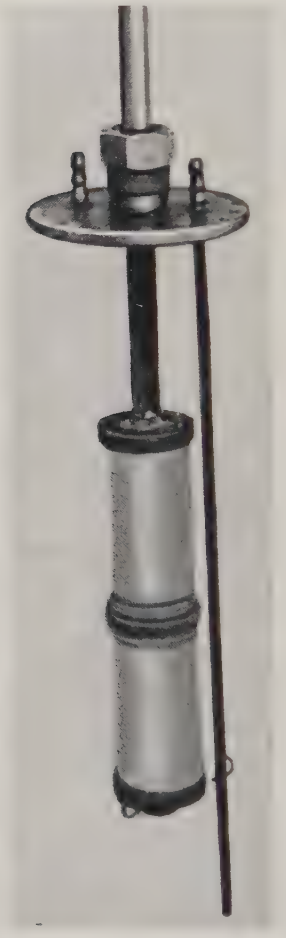


Abb. 9. Aufbau des Barium-Titanat-Rohrschwingers [7]

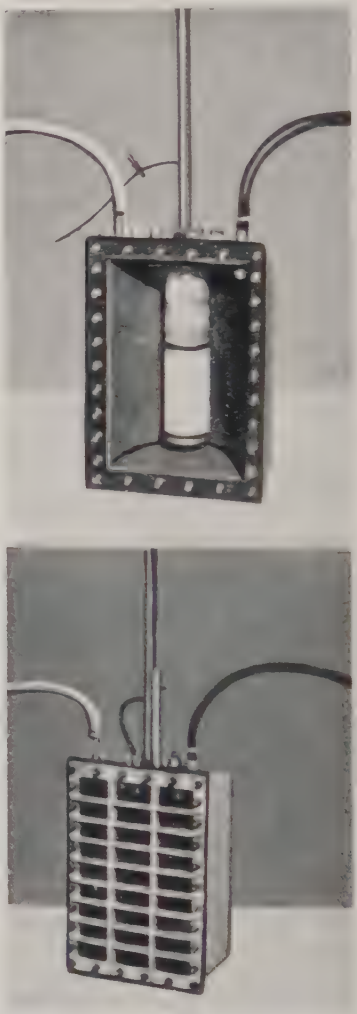


Abb. 10. Barium-Titanat-Rohrschwinger mit Reflektor für gerichtete Abstrahlung (Ultraschallwerfer) *a*) offen; *b*) geschlossen [7]

zur Kühlung des Gebers wird Wasser durch das Gehäuse gepumpt. Damit nicht in diesem Kavitation auftritt (sie würde die Ultraschallübertragung stark vermindern und gleichzeitig zerstörend wirken) steht das Wasser unter einem Druck von 5 atü. Die Anordnung wird als kompakter Ultraschallgeber in das zu beschallende Medium eingetaucht.

Sie besitzt eine Abstrahlfläche von 750 qcm, nimmt eine Hochfrequenzleistung von rund 2 kW auf und liefert am Fenster eine Schallintensität von rund 2 Watt pro qcm.

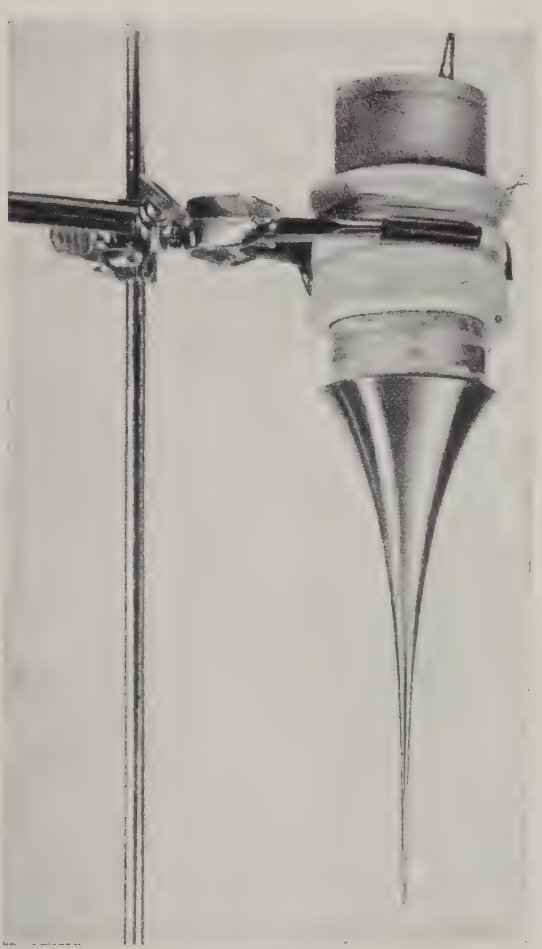


Abb. 11. Barium-Titanat-Schwinger mit aufgekittetem Messing-Konus und daran anschließendem Bakelit-Konus [22]

Große Amplituden

Für manche praktische Anwendungen des Ultraschalls werden bei niedrigen Frequenzen hohe Intensitäten, also große Amplituden gefordert. In Gasen stellt die Koagulation, das ist die Zusammenballung kleiner Teilchen zu viel größeren Einheiten (Ausfällen von Staub und Nebel), in Flüssigkeiten die Kavitation, und in Festkörpern das Studium von Bruch- und Ermüdungserscheinungen, die Messung der Haftkraft

von Klebemitteln, das Ultraschallbohren und -Löten ein Beispiel für derartige Anwendungszwecke dar. Der direkten Erzeugung großer Amplituden mittels elektromagnetischer Wandler werden jedoch durch elektrische Überschläge (z. B. Quarz), durch starke Erwärmung (magnetostriktive Geber, Bariumtitanatschwinger), durch Sättigungseffekte (Magnetostriktionsschwinger), und schließlich durch die mechanische Zerreißfestigkeit Grenzen gesetzt. Es gibt aber ein sehr einfaches mechanisches Verfahren, die Amplitude eines Ultraschallgebers um ein Vielfaches zu vergrößern: Setzt man auf das eine Ende eines Ultraschallgebers einen Konus passender Länge (Halbwellenkonus), dann wird die Amplitudenvergrößerung gleich dem Verhältnis aus großem zu kleinem Konusdurchmesser [22]. Die Abb. 11 zeigt einen Bariumtitanatschwinger mit 17,3 kHz Eigenfrequenz, auf dessen eine Stirnfläche ein Halbwellenkonus aus Messing aufgekittet ist. Bei einer Länge von 12,7 cm verringert sich der große Durchmesser von 7,62 cm auf 0,64 cm, so daß eine Amplitudenübersetzung von 1 : 12 entsteht. Am Ende des Messingkonus ist außerdem noch ein Bakelit-Konus aufgesetzt, der eine nochmalige Vergrößerung der Amplitude bewirkt. Mit dieser Anordnung kann bereits unter Verwendung des Messingkonus allein eine Amplitude von rund $3{,}2 \cdot 10^{-3}$ cm erreicht werden. Es treten dann maximale Beschleunigungen auf, die rund 10^4 mal größer sind als die Erdbeschleunigung.

Ultraschallbohren

Beim Ultraschallbohren bedient man sich des beschriebenen Verfahrens der Amplitudenvergrößerung. Auf das Konusende wird das Bohrwerkzeug (Matrize) aufgesetzt. Weil der Bohrprozeß in einer Translationsbewegung der Matrize besteht, kann je nach Querschnittsgestalt derselben jede beliebige Lochform gebohrt werden. Ein weiterer Vorzug des Ultraschallbohrens besteht darin, daß gerade spröde Materialien in dieser Weise gut bearbeitbar sind. Zur Verbesserung der Bohrwirkung führt man während des Bohrens in einer Flüssigkeit Borkarbid an die Bohrstelle. Nach diesem Verfahren können in kurzer Zeit Löcher in Quarz, Glas, Porzellan, Edelsteine oder auch Zähne gebohrt werden. Die Abb. 12 zeigt die technische Ausführungsform eines Ultraschallbohrers [27], [6], [22].

Ultraschall-Löten

Beim Ultraschallöten wird ein gewöhnlicher (thermischer) Lötkolben durch einen Ultraschallgeber mit aufgesetztem Horn in Schwingungen versetzt. Durch diese Vibration wird die Oxydschicht, die bei Aluminium und manch anderen Materialien das Löten so erschwert, entfernt und das Lot erhält direkten Kontakt mit der reinen Aluminiumfläche, so daß sogar ohne zusätzliche Lötmittel gearbeitet werden kann. Die Abb. 13 zeigt eine gebräuchliche Ausführungsform eines Ultraschall-Lötkolbens. Er arbeitet mit 22 kHz und nimmt eine Leistung von 50 Watt auf [6], [22].

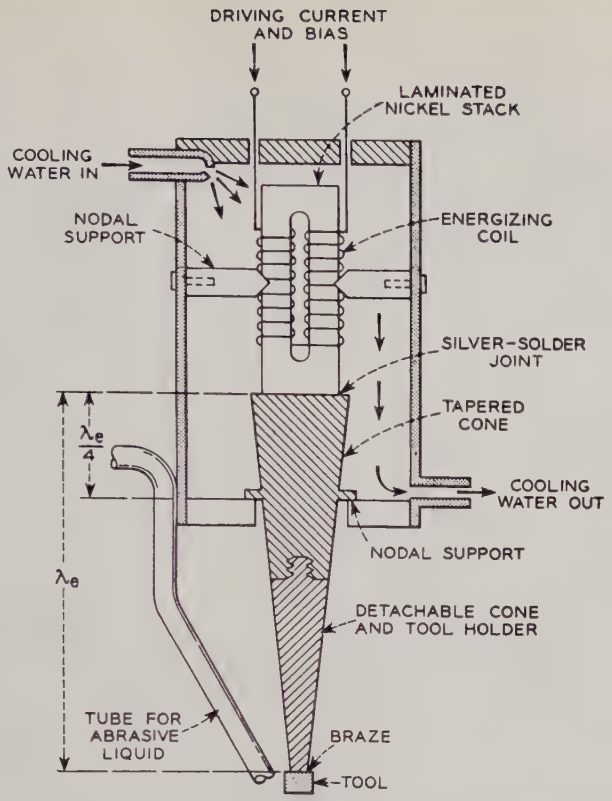


Abb. 12. Ultraschall-Bohrwerkzeug mit magnetostriktivem Geber [22]

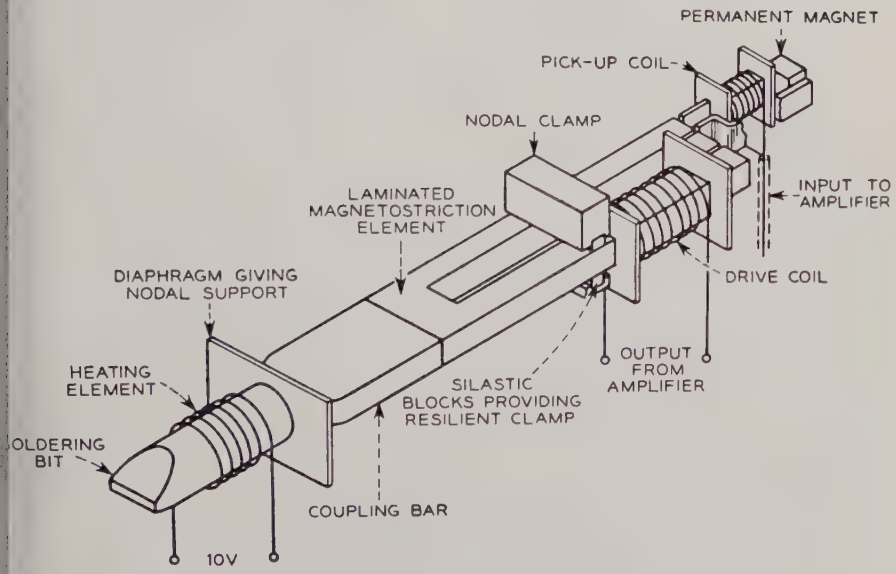


Abb. 13. Ultraschall-Lötkolben [22]

Magnetfeldmessung

Zuletzt sei noch eine bemerkenswerte meßtechnische Verwendung der großen Amplituden erwähnt. Am Konusende ist ein Leiter (entweder ein Draht oder ein auf Glimmer aufgedampfter Metallstreifen) befestigt (Abb. 14 *a*). Schwingt dieser Leiter in einem Magnetfeld senkrecht zu den magnetischen Feldlinien, dann läßt sich aus der gemessenen induzierten Spannung bei bekannter Frequenz und Amplitude die Magnetfeldstärke ermitteln. Die Amplitude kann dabei in einfacher Weise durch eine Rückkopplungsschaltung bestimmt werden [22].

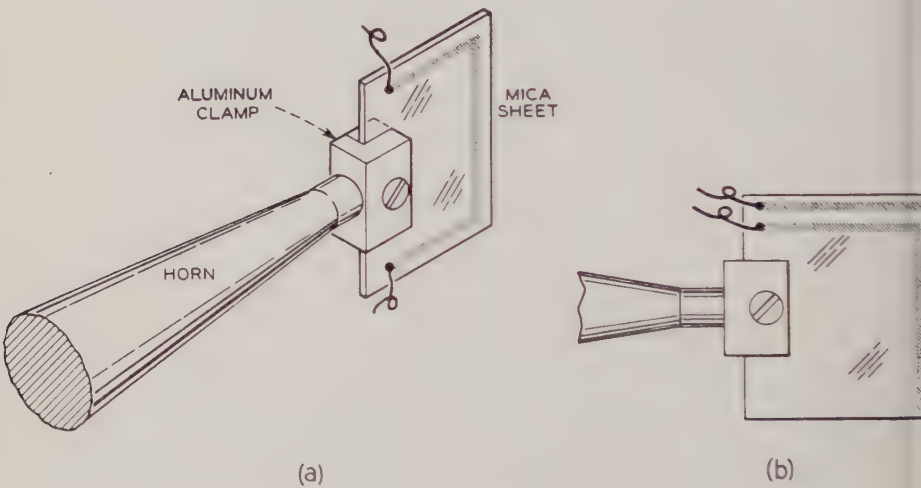


Abb. 14. Magnetfeldmessung. *a* mit *einem* Leiter (Feldstärkemessung), *b* mit zwei Leiter (Gradientmessung) [22]

Ersetzt man den einfachen Leiter durch eine Schleife (Abb. 14 *b*), dann tritt in einem homogenen Felde keine Spannung auf. Daher ist eine solche Anordnung für die Überprüfung der Homogenität eines Magnetfeldes bzw. für die Messung des Feldgradienten geeignet.

Der vorgelegte Überblick mußte sich auf eine kleine Auslese aktueller Probleme beschränken. Die Aufgabe des Referates ist vergleichbar mit der des akustisch-optischen Bildwandlers: Wie dieser soll es von dem momentanen Ultraschallgeschehen ein möglichst kontrastreiches und übersichtliches Bild entwerfen! —

Literatur

1. Bardeen, J., L. N. Cooper und J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
2. Bergmann, L., Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik, 6. Aufl. Hirzel, Zürich 1954.
3. Bömmel, H. E., Phys. Rev. **96**, 220 (1954).
4. Bömmel, H. E. und K. Dransfield, Phys. Rev. Letters **1**, 234 (1958).

5. Clevite Corporation, Bulletin 9442 (1958) u. PZT-5 Specificat. (1959).
6. Crawford, A. E., Technique des Ultra-Sons. Dunod, Paris 1959.
7. Esche, R., Akust. Beihefte, Heft **1**, 211 (1959).
8. Esche, R. und P. Langer, Siemens-Zeitschr. **33**, 43 (1959).
9. Ferebee, S. F. und C. M. Davis, J. acoust. Soc. Amer. **30**, 747 (1958).
10. Greguss, P. und J. Weiszburg, Acustica **9**, 183 (1959).
11. Hartwig, K., Acustica **9**, 109 (1959).
12. Henderson, M. C. und J. Z. Klose, J. acoust. Soc. Amer. **31**, 29 (1959).
13. Herzfeld, K. F. und F. O. Rice, Phys. Rev. **31**, 691 (1928).
14. Hueter, T. F. und R. H. Bolt, Sonics, John Wiley & Sons, New York 1955.
15. Jaynes, E. T., Ferroelectricity, Princeton Univ. Press, 1953.
16. Keck, G., Acustica **9**, 79 (1959).
17. Kneser, H. O., Ergebn. d. exakten Naturwiss. **22**, 121 (1949).
18. Kneser, H. O. und H. Roesler, Akust. Beihefte, Heft **1**, 224 (1959).
19. Larson, L. G. und E. D. Berglund, J. acoust. Soc. Amer. **31**, 247 (1959).
20. Lutsch, A., J. acoust. Soc. Amer. **30**, 544 (1958).
21. Mason, W. P., Piezoelectric Crystals and Their Application to Ultrasonics. D. van Nostrand, New York, 1950.
22. Mason, W. P., Physical Acoustics and the Properties of Solids. D. van Nostrand, New York, 1958.
23. McSkimin, H. J., J. acoust. Soc. Amer. **31**, 1519 (1959).
24. Morse, R. W., Phys. Rev. **97**, 1716 (1955).
25. Morse, R. W. und H. V. Bohm, J. acoust. Soc. Amer. **31**, 1523 (1959).
26. Morse, R. W., H. V. Bohm und J. D. Gavenda, Phys. Rev. **109**, 1394 (1958).
27. Neppiras, E. A. und R. D. Foskett, Philips Techn. Rundsch. **19**, 41 (1957); Philips Techn. Rundsch. **19**, 98 (1957/58).
28. Pigott, M. T., J. acoust. Soc. Amer. **28**, 343 (1956).
29. Richardson, E. G., Technical Aspects of Sound, Volume II: Ultrasonic Range. Elsevier Publ. Comp. London 1957.
30. Schreiber, H. und W. Degner, Umschau **51**, 103 (1951).
31. Schreiner, J., Acustica **9**, 144 (1959).
32. Semennikov, I. B., Soviet Physics, Acoustics **4**, 72 (1958).
33. Shields, D. F., J. acoust. Soc. Amer. **31**, 248 (1959).
34. Strasberg, M., J. acoust. Soc. Amer. **31**, 163 (1959).

Über einige Klassen von stationären, zweidimensionalen Lösungen der Magnetogasdynamik*

Von

F. Cap und **E. Hofinger**

vorgetragen von E. Hofinger

Institut für theoretische Physik der Universität Innsbruck

(*Eingegangen am 29. Dezember 1959*)

Die Bewegung eines idealen Gases unendlicher elektrischer Leitfähigkeit (= Plasma) unter dem Einfluß magnetischer Felder wird durch die Gleichungen der Hydromagnetik (Magneto-Gasdynamik bzw. Magneto-Hydrodynamik) näherungsweise beschrieben. Diese lauten

$$\frac{\partial \mathfrak{v}}{\partial t} + \operatorname{grad} \frac{\mathfrak{v}^2}{2} - [\mathfrak{v} \times \operatorname{rot} \mathfrak{v}] = -\frac{1}{\varrho} \cdot \operatorname{grad} p + \frac{1}{4\pi\varrho} [\operatorname{rot} \mathfrak{H} \times \mathfrak{H}]$$

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \operatorname{div} (\varrho \mathfrak{v}) = 0$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathfrak{v} \operatorname{grad} p + \varkappa p \operatorname{div} \mathfrak{v} = 0$$

$$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\mathfrak{v} \times \mathfrak{H}] \qquad \operatorname{div} \mathfrak{H} = 0$$

Geringe gegenseitige Bewegung der einzelnen Komponenten des Plasmas und adiabatisches Verhalten sind dabei vorausgesetzt.

Die Lösung des obigen Systems nichtlinearer Differentialgleichungen bietet beträchtliche mathematische Schwierigkeiten, so daß bisher vor allem statische Lösungen behandelt worden sind. Im folgenden soll untersucht werden, wann bei Gegenwart von Magnetfeldern stationäre Potentialströmungen möglich sind. Für diese muß gelten

$$\frac{1}{2} \cdot \operatorname{grad} (\operatorname{grad} \varphi)^2 = -\frac{1}{\varrho} \operatorname{grad} p + \frac{1}{4\pi\varrho} [\operatorname{rot} \mathfrak{H} \times \mathfrak{H}] \tag{1}$$

$$\operatorname{grad} \varphi \cdot \operatorname{grad} \varrho + \varrho \Delta \varphi = 0 \tag{2}$$

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

$$p/\varrho^{\kappa} = \text{const.} \tag{3}$$

$$\text{rot}\,[\text{grad}\,\varphi \times \mathfrak{H}] = 0 \tag{4}$$

$$\text{div}\,\mathfrak{H} = 0 \tag{5}$$

Wie man sich durch Anwendung des Rotors auf (1) überzeugt, ist das nur möglich, wenn die ponderomotorische Kraft ein Potential hat, wenn also

$$\text{rot}\left(\frac{1}{\varrho}\,[\text{rot}\,\mathfrak{H} \times \mathfrak{H}]\right) = 0 \tag{6}$$

Offensichtlich ist $\mathfrak{H} = \text{const.}\,\mathfrak{v}$ eine Lösung dieses Systems. Das bedeutet, daß die Bewegung eines Plasmas, die proportional einem beliebigen von außen vorgegebenen Magnetfeld verläuft, von diesem nicht beeinflußt wird. Das Verhalten solcher Strömungen gegenüber kleinen Störungen wird untersucht und eine Formel für die Frequenz der entstehenden Schwingungen wird abgeleitet. Aus dieser geht hervor, daß die Geschwindigkeit $\mathfrak{v} = (4\pi\varrho)^{-1/2} \cdot \mathfrak{H}$ eine Grenze zwischen stabiler und instabiler Strömungsform darstellt.

Die Potentialbedingung (6) ist zu kompliziert, um sie allgemein weiterzubehandeln. Im Fall ebener und zylindersymmetrischer Strömungen gelingt es, sie durch eine geeignete Darstellung von $\mathfrak{H}$ zu vereinfachen:

a) ebene Strömung

$$\mathfrak{H} = \text{rot}\,(\mathfrak{k} \cdot P(x, y))$$

$$\Delta P = \varrho \cdot f(P) \tag{6'}$$

b) zylindersymmetrische Strömung

$$\mathfrak{H} = \text{rot}\,[\mathfrak{k} \times \mathfrak{r} \cdot P(r, z)]$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} + \frac{3}{\varrho}\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial^2 P}{\partial r^2} = f(r^2 P) \qquad \text{vgl. } [1] \tag{6''}$$

Die Induktionsgleichung (4) wird zu

$$\text{grad}\,\varphi \cdot \text{grad}\,P = a \tag{4'}$$

bzw.

$$\text{grad}\,\varphi \cdot \text{grad}\,(r^2 P) = a \tag{4''}$$

Gl. (6′) bzw. (6″) sind bei gegebenen Randbedingungen nicht eindeutig lösbar. Am Beispiel $a = 0$ wird gezeigt, wie sich (6′) durch Einsetzen von (4′) in die Kontinuitätsgleichung umformen läßt. Für $a = 0$ ergibt sich

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y}\right)^2 = f(\psi) \qquad \psi = \text{Stromfunktion}$$

Die ebene Zirkulationsströmung mit beliebigem $H_r(r)$ ist somit eine stationäre Lösung. Die ponderomotorische Kraft des Magnetfeldes ist dabei radial gerichtet.

Durch analoge Rechnung erhält man im zylindersymmetrischen Fall die Parallelströmung in der z-Richtung mit beliebigem $H_z(r)$ als stationäre Lösung. Auch hier ist die Kraft des Magnetfeldes radial gerichtet und damit geeignet, an Stelle von materiellen Wänden das Gas zusammenzuhalten.

Literatur

1. Chandrasekhar, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, Vol. 42, No. 5, 1—7 (1957).

Die Stabilisierung elektrisch geladener Teilchen in Wechselfeldern*

Von

Harald Straubel, Vorderhindelang/Allgäu

Mit 7 Abbildungen

(*Eingegangen am 10. Januar 1960*)

I. Einleitung

Bei dem Versuch von MILLIKAN zur Bestimmung der Elementarladung wird das in einem Kondensator befindliche Teilchen durch Regelung der Spannung (Feldstärke) „ausgeschwebt", das heißt ungefähr zum Stillstand gebracht [1]. Ein völliger Stillstand ist wegen der unvermeidlichen Konvektionsströmungen und Inhomogenitäten des elektrischen Feldes nicht zu erreichen. Aus diesem Grunde ist man gezwungen, eine gewisse Steig- oder Fallgeschwindigkeit zuzulassen. Ist die Masse des Teilchens bekannt, so kann die Ladung aus $m \cdot g = q \cdot E$ bestimmt werden.

m Masse des Teilchens, g Erdbeschleunigung,
q Ladung des Teilchens, E Feldstärke.

Die Bestimmung der *Masse* erfolgt bekanntlich durch die Beobachtung der Sinkgeschwindigkeit des Teilchens bei $E = 0$ unter der Annahme STOKESscher Reibung. Diese Sinkgeschwindigkeit ist nun nur bei sehr kleinen Teilchen (Radius r 10^{-5} bis 10^{-4} cm) so gering, daß sie unmittelbar mit dem Auge beobachtet und mit einer Stoppuhr gemessen werden kann. Größere Teilchen fallen zu schnell. Je nach der verlangten Meßgenauigkeit ist eine Korrektur wegen des Auftriebes in der Luft notwendig. Mit der Kenntnis von m, E und q kann dann durch Variation von E und q in bekannter Weise die Elementarladung e bestimmt werden.

Eine Hauptschwierigkeit des MILLIKAN-Verfahrens besteht darin, daß das zu untersuchende Teilchen *laufend* beobachtet werden muß, unter ständiger Nachregelung der Spannung, weil es sonst wegen der eingangs erwähnten Inhomogenitäten des Feldes und der Konvektionsströmungen sehr leicht an eine der Kondensatorplatten gerät und damit

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

für immer aus der Messung ausscheidet. Für gewisse Untersuchungen (z. B. Ladungsänderung, Verdampfungsgeschwindigkeit) ist es aber gerade wichtig, das Teilchen sehr lange Zeit — möglichst ohne Nachregelung — zur Verfügung zu haben, und zwar so, daß man zu beliebigen Zeitpunkten q m und m getrennt bestimmen kann, ohne daß das Teilchen den Beobachtungsraum verläßt.

Schließlich ist es gerade für die Messung der Verdampfungsgeschwindigkeit wichtig, *größere* Teilchen (Radius 10^{-3} bis 10^{-2} cm) beobachten zu können, was mit dem MILLIKAN-Verfahren schon wegen der zu großen Fallgeschwindigkeit nicht möglich ist.

II. Das neue Verfahren

Der Verfasser fand nun [2], daß eine „Stabilisierung" elektrisch geladener Teilchen auch mit größeren Massen (10^{-6} bis 10^{-5} g), gegenüber MILLIKAN mit etwa 10^{-12} g möglich ist, wenn man an Stelle eines Gleichfeldes ein *Wechselfeld* anwendet. Dabei wird durch eine Anordnung nach Abb. 1 in der Öffnung des mittleren Kreisringes ein inhomogenes Wechselfeld erzeugt. Gelangt in die Nähe des Potential-Sattelpunktes (entsprechend der Mitte des Kreisringes) ein geladenes Teilchen, so wird es hier „festgehalten" unter der Voraussetzung, daß es bei der dort herrschenden Feldstärke und Frequenz ein passendes Verhältnis q m mitbringt.

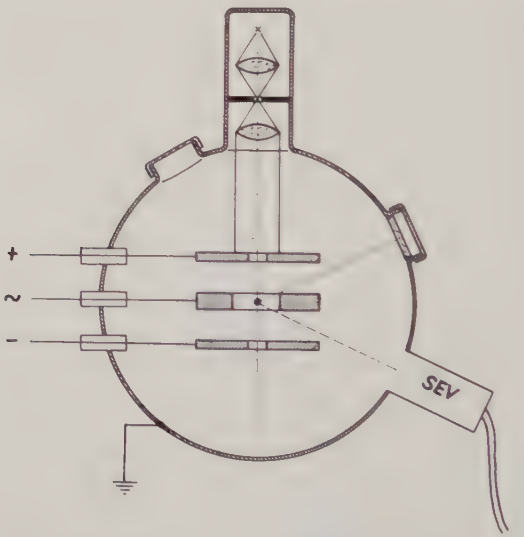


Abb. 1. Anordnung zur stabilen Aufhängung elektrisch geladener Teilchen. Die Mittelelektrode führt Wechselspannung 10 bis 15 kV, 50 Hz, gegen Erde. An die äußeren Elektroden kann Gleichspannung von 0 bis 1500 V zur Austarierung des Teilchengewichtes angelegt werden.

Experimentell ergibt sich, daß Teilchen mit geeignetem q/m innerhalb der Kreisring-Öffnung verbleiben. Ein zu kleines q/m läßt sie heraus-

fallen, ein zu großes q/m veranlaßt Vertikalschwingungen senkrecht zur Ringebene (Abb. 2), die unter Umständen so groß werden, daß das Teilchen herausgeschleudert wird.

Das Verhalten der Teilchen in einem Kreislochblenden-Kondensator nach Abb. 1 kann näherungsweise berechnet werden [3]. Die Bewegungsgleichung ist kompliziert deshalb, weil sie räumlich und zeitlich periodisch sich ändernde elektrische Felder darstellen muß. Dies führt zu einer nichtlinearen MATHIEUschen Differentialgleichung mit periodischen und nichtperiodischen Lösungen, die bis jetzt nur näherungsweise bekannt sind. Im vorliegenden Falle konnten aber die (ursprünglich gefundenen) experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Untersuchungen verglichen werden, was zu einer Kontrolle und Verbesserung der Näherungslösungen führte. Erschwerend für eine Berechnung kommt weiterhin hinzu, daß die anzusetzenden Potentiale nur für unendlich ausgehende Kondensatorplatten mit sehr kleiner Öffnung gelten können.

Abb. 2. Vertikalschwingung eines Teilchens, wenn der β-Wert 0,908 geringfügig überschritten wird

Die Rechnung führt auf eine MATHIEUsche Differentialgleichung vom Typ

$$q'' + 2\gamma q' + (\alpha - 2\beta \cos \omega t)\, q + k = 0,$$

worin q eine Ortskoordinate darstellt und wobei für den Fall des Kreislochblenden-Kondensators gemäß Abb. 1 die Parameter

$$\alpha = -\frac{16\, q \cdot U_{=}}{m \cdot \omega^2 \cdot \pi \cdot h \cdot R}, \qquad \beta = \frac{8\, q \cdot U_{\sim}}{m \cdot \omega^2 \cdot \pi \cdot h \cdot R}, \qquad \gamma = \frac{\varkappa}{m \cdot \omega}$$

werden.

Darin sind:

q die Ladung des Teilchens,

m seine Masse,

ω die Kreisfrequenz

$U_{\sim}$, $U_{=}$ die am mittleren Ring anliegende Wechsel- und Gleichspannung,

h der Abstand der Kondensatorplatten,

R der Radius der Öffnung in der mittleren Platte,

$\varkappa$ eine Reibungskonstante.

Die MATHIEUsche Gleichung enthält periodische und nichtperiodische Lösungen, wobei für das Experiment nur die periodischen Lösungen mit stabilen Bereichen in Frage kommen. Sie können gemäß Abb. 3 in der „STRUTTschen Karte" dargestellt werden. Man erkennt daraus,

daß prinzipiell eine „Stabilisierung" nur mit *Wechselspannung* möglich ist, weil zwar für $\alpha = 0$ sowohl $-\beta$ wie $-\beta$ zugleich in einem stabilen Bereich liegen, während für $\beta = 0$ $+\alpha$ und $-\alpha$ nie zugleich in einem stabilen Bereich liegen können.

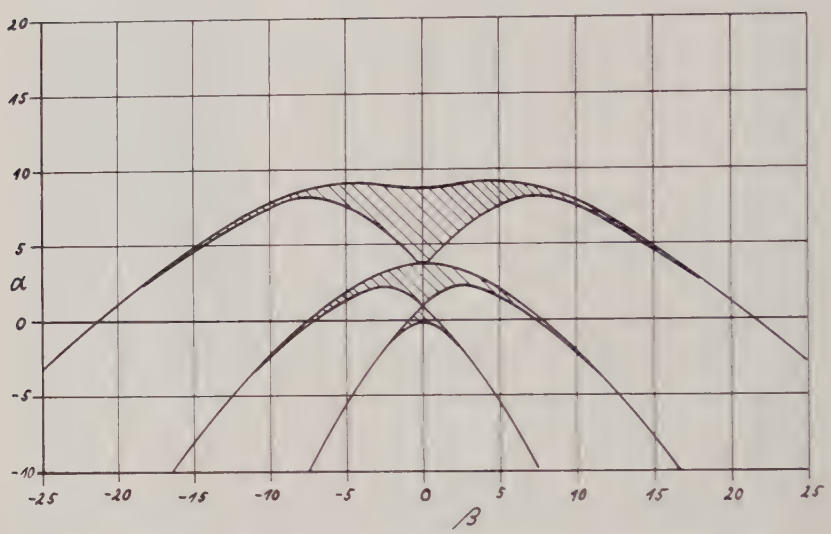


Abb. 3. STRUTTsche Karte. Innerhalb eines schraffierten Bereiches ist das Teilchen stabil

Für die Stabilisierung ist also im wesentlichen (bis auf Faktoren) nur der Wechselspannungs-Anteil mit $\beta_{\sim} \equiv \frac{q \cdot U}{m \cdot \omega^2}$ bestimmend. Dabei ist eine gewisse Reibungs-Dämpfung (Luft) notwendig, die als Parameter

$$\gamma = \frac{\varkappa}{m \cdot \omega}$$

in die Gleichung eingeht mit $\varkappa = 6\pi \cdot \eta \cdot r$.

r Teilchenradius,

η Zähigkeit der Luft ($1{,}18 \cdot 10^{-4}$ P bei 20^0 C und 760 torr.).

Fehlt diese Reibung, so werden die Anfangs-Amplituden des in den Ring einfallenden Teilchens nicht gedämpft, sondern angefacht, was zu einem Auswerfen des Teilchens führen kann.

Bei Vorliegen einer ausreichenden Dämpfung ($\gamma \neq 0$) kommt das Teilchen in der Ringmitte schnell zur Ruhe (asymptotische Lösung der Differentialgleichung). Wird allerdings nur die Wechselspannung am Ring verwendet, so hängt es etwas aus der Ringebene nach unten durch und schwingt mit kleiner Amplitude im Takte der Frequenz. Nur bei

Aufhebung des Teilchengewichtes durch eine an den äußeren Platten anliegende Gleichspannung wird bei geeignetem β-Wert (schraffierter Bereich in Abb. 3) ein völliger Stillstand des Teilchens in der Ringmitte erreicht. Neben dieser Voraussetzung ist weiter die Anwesenheit nur *eines Teilchens* in der Ringmitte erforderlich. Bei Vorhandensein mehrerer Teilchen stoßen diese sich wegen ihrer gleichnamigen Ladung gegenseitig ab und verdrängen sich damit aus dem Potentialminimum.

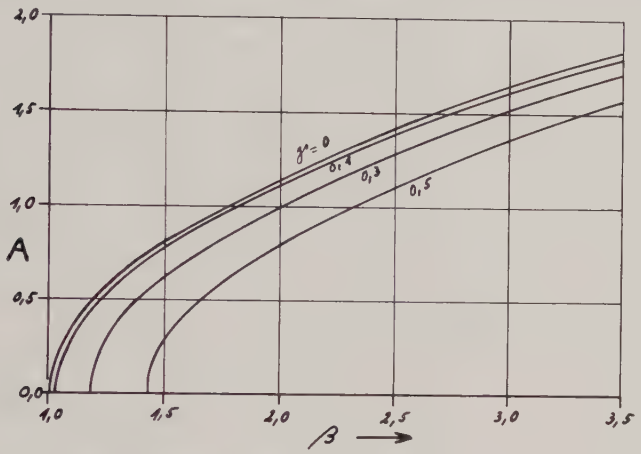


Abb. 4. Teilchen-Amplitude bei Überschreitung von $\beta = 0{,}908$

Der Betrag von β kann (bei Gewichtskompensation durch das Gleichfeld) von 0 bis zu $\beta = 0{,}908$ (erster schraffierter Bereich in der Karte) gesteigert werden, bei jeweils völligem Stillstand des Teilchens. Wird aber der genannte Wert z. B. durch Veränderung von $U_\sim$ um einen ganz geringen Betrag überschritten, so setzt sofort eine Schwingung senkrecht zur Ringebene ein (Abb. 2), mit einer zunächst schnell, später weniger schnell mit der Spannung wachsenden Amplitude. (Abb. 4). Der Schwingungseinsatz erfolgt so scharf („Sprungpunkt"), daß er bei konstantem $U_\sim$ Änderungen von q/m auf etwa 10^{-4} genau registriert. Die Schwingungen erfolgen mit der *halben Frequenz* der Wechselspannung, sind also subharmonisch. Handelt es sich bei den Teilchen um feste Körper, bei denen also m konstant bleibt, so ergibt der Sprungpunkt eine sehr genaue Meßmöglichkeit für Änderungen von q.

Mit der Anordnung gemäß Abb. 1 ist eine q/m-Messung jederzeit nach zwei verschiedenen Verfahren möglich:

1. Durch die sehr genaue Sprungpunktmessung,

2. durch die übliche MILLIKAN-Methode: man hebt durch das Gleichfeld das Gewicht des Teilchens grob auf und vermindert nun die stabilisierende Wechselspannung auf Null unter gleichzeitiger Nachregelung der Gleichspannung.

Der Vorteil des ersten Verfahrens besteht darin, daß die Bedingung für das Einsetzen der Schwingungen weitgehend unterschritten werden kann (z. B. $\beta = 0{,}2$ bis $0{,}9$), ohne daß das Teilchen den Ring verläßt. Änderungen von q oder m lassen sich deshalb bei den meisten Teilchen stundenlang verfolgen und es kann zu beliebigen Zeitpunkten jeweils wieder durch Einstellen des Sprungpunktes eine Kontrolle vorgenommen werden.

Eine Bestimmung der *Masse* allein ist mit keinem der beiden Verfahren möglich. Die Einschwingkurve (Abb. 4) ändert sich zwar etwas mit der Masse, jedoch für eine genaue Messung nicht ausreichend stark. Außerdem müßte hierzu bekannt sein, ob in jedem Falle STOKESsche Reibung vorliegt oder nicht. Die genauere Berechnung des Sprungpunktes liefert $\beta \sim \sqrt{0{,}8245 - 4\gamma^2}$, wobei γ in jedem Falle < 1, γ^2 stets $\ll 1$. Eine dadurch eintretende Verschiebung des Sprungpunktes ist für die normalerweise sehr kleinen γ-Werte so gering, daß sie zur Massebestimmung nicht herangezogen werden kann. Setzt man für $\gamma = 0$, $\beta = 1$, dann wird für $\gamma = 0{,}1$ bzw. $0{,}3$, β $1{,}023$ resp. $1{,}166$. Für die meist verwendeten Tröpfchen-Radien von etwa 10^{-2} cm liegen aber die entsprechenden γ-Werte nur bei 10^{-3}, ihr Einfluß auf den Sprungpunkt ist daher verschwindend klein.

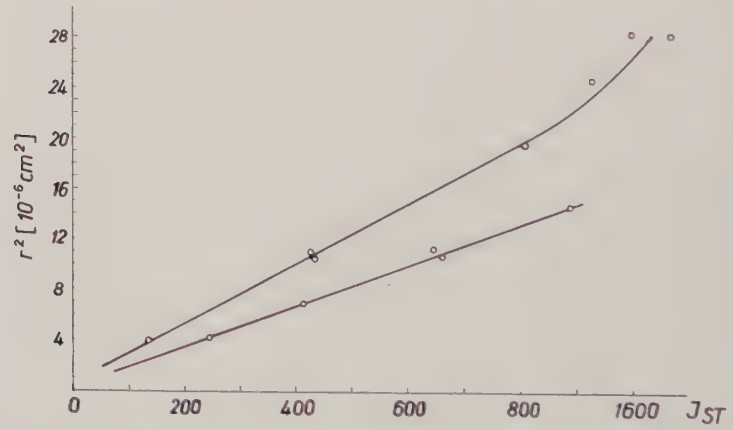


Abb. 5. Zusammenhang zwischen Quadrat des Teilchenradius und SEV-Strom

Andererseits ist bei den großen Fallgeschwindigkeiten eine Massebestimmung durch direkte Beobachtung nicht möglich. Die Tatsache aber, daß das Teilchen bei geeigneten β-Werten völlig stillsteht, ergibt eine indirekte Massebestimmung: in Abb. 1 wird das Teilchen von oben beleuchtet und das Streulicht mit einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) gemessen. Wie aus Abb. 5 hervorgeht, ist der SEV-Strom sehr genau proportional dem Teilchenradius r^2, also der Teilchenoberfläche entsprechend [4]. Eine Eichung läßt sich leicht durch

erstarrte Paraffin-Kügelchen in dem Schwebekondensator durchführen: nach Feststellung des SEV-Stromes werden die Teilchen durch Abschalten des Feldes ausgeworfen. Sie fallen auf einen Objektträger und können unter dem Mikroskop ausgemessen werden.

III. Anwendungen

Wie im vorstehenden geschildert, lassen sich jederzeit aus der Sprungpunktmessung q/m, aus dem SEV-Strom m und damit q und m getrennt bestimmen. Hierfür seien als Beispiele noch in Abb. 6 die zeitlichen Ladungsänderungen von Paraffintröpfchen und in Abb. 7 die Verdampfungsgeschwindigkeit eines Öls gezeigt. Man erkennt aus der Abb. 6, daß der Ladungsverlust praktisch unabhängig vom Vorzeichen der jeweiligen Ladung ist. Eine rasche Änderung tritt nur am Anfang ein, hervorgerufen offenbar durch die anfänglich zu große Feldstärke der Kugel gegen ihre Umgebung. Danach erfolgt ein ganz kontinuierliches Absinken, das bis zu mehreren Stunden beobachtet werden kann.

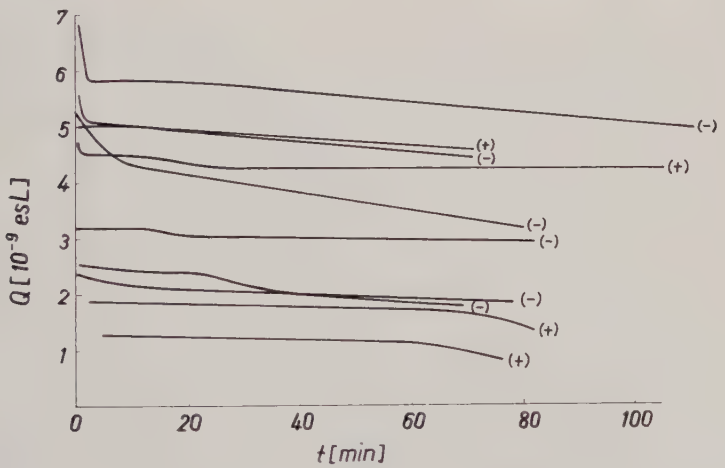


Abb. 6. Zeitliche Ladungsänderung von Paraffintröpfchen

Die Verdampfungsgeschwindigkeit zeigt nicht dieselbe Gleichmäßigkeit. Abb. 7 zeigt nur etwa in den ersten 10 min eine kontinuierliche Massenabnahme. Danach treten bei den meisten Tröpfchen Schwankungen auf, deren Ursache noch nicht geklärt wurde. Es kann sein, daß das nicht völlig reine Öl seine Verunreinigung an der Tropfen-Oberfläche ausscheidet. Ist nach einiger Zeit genügend Öl verdampft, so kann die Verunreinigung die Oberfläche in einer geschlossenen Haut überziehen. Damit ändert sich die Verdampfungsgeschwindigkeit, bis die Oberfläche einmal aufreißt, ein Vorgang, der offenbar periodisch erfolgt.

Weitere Anwendungsmöglichkeiten seien nur kurz erwähnt:

1. Massenänderungen nicht nur durch Verdampfung, sondern auch durch Kondensation.

2. Messung der auf das Teilchen wirkenden *nicht-elektrischen* Kräfte:

a) Magnetisches Teilchen, z. B. Elementarbezirk, das durch Bestrahlung über den CURIE-Punkt erwärmt wird,

b) Messung schwacher Luftströmungen (z. B. Schalldruck),

c) auf das Teilchen einwirkender Lichtdruck,

d) Ausfangen bestimmter Teilchen (Aerosole, radioaktive Teilchen) mit bestimmtem q/m bzw. e/m,

e) Erwärmung des Teilchens durch Bestrahlung, bei Abkühlung Kristallisation frei von festen Grenzflächen.

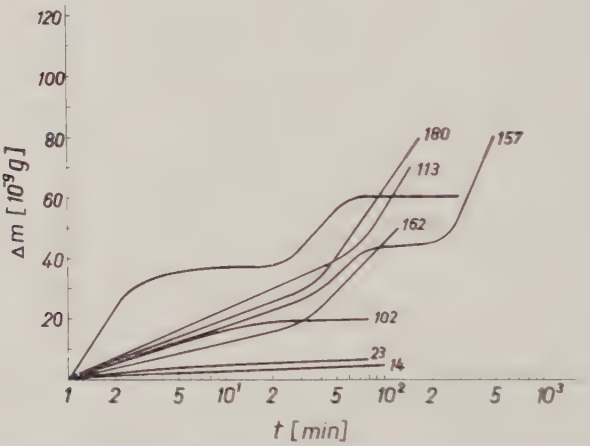


Abb. 7. Massenänderung verschiedener Öltröpfchen. Die Zahlen geben die ursprüngliche Masse (Ausgangsmasse) der Tröpfchen an, gemessen 1 min nach ihrer Erzeugung

In all' diesen Fällen können auftretende Kräfte entweder nach dem MILLIKAN-Verfahren gemessen werden, wobei die Stabilisierung mit Wechselspannung nur zur zwischenzeitlichen „Zentrierung" des Teilchens in der Ringmitte dient. Oder es können die Sprungpunktmessung bzw. die Messung der auftretenden Amplituden bei stets „fester" Zentrierung des Teilchens zum Kräftevergleich herangezogen werden.

IV. Zusammenfassung

In Anlehnung an das Verfahren von MILLIKAN wird gezeigt, daß auch Teilchen mit größeren Massen (10^{-6} bis 10^{-5} g) und entsprechend größeren Ladungen (10^{-12} bis 10^{-11} A s) in einem inhomogenen *Wechselfeld* stabilisiert werden können. Für bestimmte Werte von Ladung/Masse (q/m) ist bei einer gegebenen Feldstärke die Stabilität echt, das heißt auch bei einer erheblichen Änderung der Feldstärke oder von q/m

bleibt das Teilchen im Kondensator *stehen*. Eine Überschreitung bestimmter Werte führt zu plötzlichem Schwingungseinsatz. Dadurch können kleine Änderungen von q/m und über einen Umweg auch Änderungen von q und m sehr genau bestimmt werden.

Literatur

1. Zum Beispiel Meyer, E. und W. Gerlach, Ann. **45**, 177 (1914); Ann. **47**, 227, (1915). Finkelnburg, W., Atomphysik, 1958.
2. Straubel, H., Naturwiss. **42**, 506 (1955); Z. Elektrochemie **60**, 1033 (1956).
3. Müller, A., Dipl.-Arbeit, Jena 1958. Theoret. Physikal. Institut.
4. Ludwig, H., Dipl.-Arbeit, Jena 1958.

Metallische Leiter hoher Stromdichte mit Kühlung und nach dem „Prinzip des Leiterersatzes" zur Herstellung starker magnetischer Felder*

Von

Peter Klaudy, Graz

Mit 13 Abbildungen

(*Eingegangen am 18. Dezember 1959*)

Zusammenfassung

Zur Herstellung starker magnetischer Felder sind hohe Stromdichten in den Erregerleitern nötig. Solche Stromdichten sind bei gut leitenden, gekühlten Leitern durch die Wärmeübergangszahl der Leiter gegenüber ihrem Kühlmittel, durch die thermo-mechanische Beanspruchung sowie die Wärmeleitfähigkeit der Leiter nach oben hin begrenzt.

Höhere Stromdichten als durch Kühlung der Leiter und damit stärkere stationäre Magnetfelder lassen sich durch rechtzeitigen Ersatz des strombelasteten Leitermaterials durch kaltes Leitermaterial in der Strombahn der Erregerstromkreise erreichen.

Günstige Verhältnisse liegen besonders bei sehr tiefen Leitertemperaturen vor.

Zur Herstellung starker stationärer magnetischer Felder werden gewöhnlich Einrichtungen benützt, die grundsätzlich der in Abb. 1 links dargestellten Anordnung entsprechen. In einer elektromagnetisch erregten Ringspule R befindet sich ein, erst bei hohen magnetischen Feldstärken gesättigter Kern aus ferromagnetischem Stoff K, der einen kurzen Luftspalt L_{sp} enthält. Die Kraftflußdichte in diesem Luftspalt B_{sp} läßt sich näherungsweise durch Scherung der Magnetisierungslinie (Abhängigkeit der Kraftflußdichte B von der Zahl der Erreger AW für die ganze Ringspulenlänge l ohne Luftspalt Abb. 1) abhängig von der Zahl der Erreger AW ermitteln.

Gegenüber der Kraftflußdichte B_0, die in der Ringspule *ohne* Anwesenheit des ferromagnetischen Kerns vorhanden wäre (siehe die flach geneigte gerade Linie B_0/Hl in Abb. 1) ergibt sich ein Gewinn, der sich wegen des Absinkens der relativen Permeabilität mit zunehmender

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

Erregung allerdings relativ um so geringer auswirkt, je höher die Erregung wird. So gilt z. B. $B_{sp1}/B_{01} > B_{sp2}/B_{02}$ (s. Abb. 1).

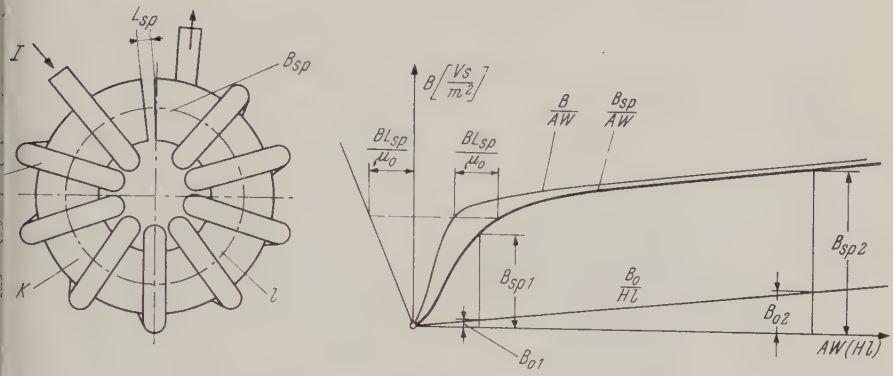


Abb. 1. Ringspule mit ferromagnetischem Kern

Um möglichst hohe B_{sp}-Werte zu erreichen, ist es entsprechend der Beziehung $B_{sp} = B_0 + J$, in der J die höchstens bis zum Sättigungswert J_{max}[1] anwachsende Magnetisierung bedeutet, nötig, möglichst hohe B_0-Werte zu erzeugen.

Da $B_0 = \mu_0 H$ ist, ergibt sich die Forderung, möglichst hohe Erregung — bzw. bei voller Ausnützung des Ringspulenloches durch einen einzigen Erregerleiter kreisförmigen Querschnittes mit dem Halbmesser r — dem Durchflutungsgesetz entsprechend

$$\oint |\mathfrak{H}|\, dl = I = |\mathfrak{S}|\, r^2 \pi \qquad (1)$$

möglichst hohe Stromdichte $|\mathfrak{S}|$ im Leiter zu erreichen (s. Abb. 2).

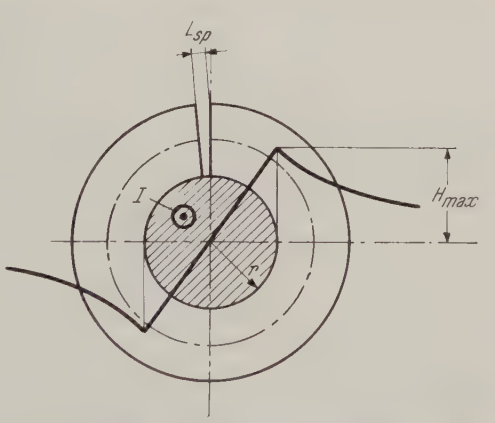


Abb. 2. Feldverteilung eines stromdurchflossenen Leiters

Wird mit P_1 die je Volumseinheit des Erregerleiters in Stromwärme umgesetzte Leistung und mit ϱ der spezifische Leiterwiderstand

[1] Der Sättigungswert wird bei voller Ausrichtung der WEISSschen Bezirke erreicht. Je nach dem Ferromagnetikum ergeben sich für J_{max} Werte bis über 2 Vs/m².

bezeichnet, dann läßt sich für die Feldstärke unmittelbar am Leiterumfang, das heißt also auch am Innenrand des Ringkanals schreiben

$$H_{\max} = \frac{r}{2} \sqrt{\frac{P_1}{\varrho}} \tag{2}$$

Der für den Erregerleiter erforderliche Leistungsbedarf P je Längeneinheit folgt dann mit

$$P = 4\pi \varrho H_{\max}^2 \tag{3}$$

worin der spezifische Widerstand der zugelassenen Leitertemperatur entsprechend einzusetzen ist.

Der Leistungsbedarf nimmt also mit der zu erreichenden Feldstärke quadratisch zu. Steht beispielsweise eine Leistung P je Längeneinheit zur Felderzeugung zur Verfügung, dann läßt sich die damit erreichbare Feldstärke nach Gl. 3 ermitteln und man erkannt aus Gl. 2, daß dann mit einem bestimmten Wert für das Produkt $r \sqrt{P_1}$ zu rechnen ist. Sollen — was meist wünschenswert erscheint — die Abmessungen der Anordnung klein gehalten werden (r klein), dann ist mit einer hohen spezifischen Verlustleistung P_1 zu rechnen. Diese Verlustleistung ist aber in Form von Wärme an die Umgebung abzuführen und es ergibt sich daher die Forderung nach möglichst guter Kühlung des Erregerleiters.

Natürliche Luftkühlung läßt sich verbessern, wenn der Erregerleiter mit Frischluft angeblasen wird (künstliche Luftkühlung). Noch wirkungsvoller ist es, den Leiter unter Wasser zu setzen. Der Raum unmittelbar an der Leiteroberfläche, in dem die höchste Feldstärke entsteht, ist dann jedoch nicht zugänglich und es erscheint empfehlenswert, den Leiter rohrförmig auszubilden und die Kühlflüssigkeit (Wasser, Öl oder dergleichen) durch ihn hindurchzuleiten.

Flüssigkeitskühlung

Die Stromdichte rohrförmiger innen flüssigkeitsgekühlter, außen luftausgesetzter Leiter läßt sich gegenüber gewöhnlichen, nur luftgekühlten Leitern wesentlich erhöhen, vor allem dann, wenn Wasser als Kühlmittel herangezogen wird, das sich infolge seiner hohen spezifischen und Verdampfungswärme zur Aufnahme großer Wärmemengen besonders eignet.

Versuche zeigen jedoch, daß die Stromdichte auch dann nicht unbegrenzt gesteigert werden kann, selbst wenn die Wasserströmung in rauhen Rohrleitern turbulent mit großer Geschwindigkeit erfolgt und Vorkehrungen getroffen worden sind, um die Entstehung wärmeisolierender Dampfschichten (LEIDENFROSTsches Phänomen) an den Rohrinnenflächen zu verhindern.

Unter Verwendung rotierender, an der Rohrinnenfläche schleifender, die Dampfschichtbildung verhindernder Drahtbürsten (s. Abb. 3) ist es z. B. an der Technischen Hochschule Graz gelungen, die Stromdichte

in einem Kupferrohrleiter mit 0,004 m Außen- und 0,002 m Innendurchmesser bei einer Kühlwassergeschwindigkeit von 17 m/s und Kühlwassereintrittstemperatur von 14° C bis auf etwa $8 \cdot 10^8$ A/m² zu steigern, ohne den Rohrleiter zu beschädigen. Bei höheren Stromdichten trat aber Zerstörung des Leiters durch Implosion — das heißt Zusammenbrechen des übermäßig erwärmten und dadurch mechanisch entfestigten Rohrleiters unter dem Einfluß der elektrodynamischen Kräfte — ein, obwohl noch unverdampftes Kühlwasser am Rohrende zur Verfügung stand. Kühlwassermangel war also als Erklärung für die Leiterzerstörung nicht heranzuziehen; es mußten andere Ursachen dafür maßgebend sein.

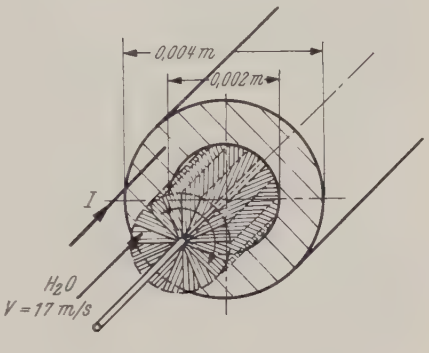


Abb. 3. Wassergekühlter zylindrischer Leiter

Um die Zusammenhänge zu verstehen, sei von der allgemeinen Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\,\delta} \nabla^2 \vartheta + \frac{1}{c\,\delta} P \tag{4}$$

ausgegangen, in der ϑ die Temperatur des Rohrleiters in grd C, t die Zeit in Sek., λ die Wärmeleitfähigkeit des Leiters in Watt/m² grd, c seine spezifische Wärme in Joule/kg grd, δ seine Dichte in kg/m³ und P, die je m³ und Sek. im Leiter durch den elektrischen Strom erzeugte Wärmemenge in Watt/m³ bedeuten.

Für stationären Betrieb läßt sich dann für den rotationssymmetrischen Rohrleiter schreiben:

$$\frac{\partial \vartheta^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{P}{\lambda} = 0 \tag{5}$$

worin r die Zylinderkoordinate bedeutet. Eine strenge Auswertung der Gleichung ist kaum möglich, weil die Wärmeleitfähigkeit und der spezifische Widerstand temperaturabhängig sind und der Einfluß der Leiterenden bei kurzen Leitern nur sehr schwierig zu erfassen ist. Für grundsätzliche Betrachtungen genügt es jedoch von vereinfachenden Annahmen auszugehen, unter denen die Gleichung dann leicht lösbar wird.

Diese Annahmen sind:

1. Vernachlässigung des Einflusses der Leiterenden, das heißt Annahme eines unendlich langen Rohrleiters;

2. Temperaturunabhängigkeit der Werte für die Wärmeleitfähigkeit und den spezifischen Widerstand des Rohrleiters während des Erwärmungsvorganges;

3. Zeitlich und längs des Rohrleiters konstante mittlere Temperatur Θ_i grd C und Geschwindigkeit v m/s für die Kühlflüssigkeit innen, sowie zeitlich und längs des Rohrleiters konstante Temperatur Θ_a grd C für die Kühlluft außen;

4. Annahme konstanter Werte für die Wärmeübergangszahlen an der Außenfläche α_a Watt/m², grd und an der Innenfläche α_i Watt/m², grd des zylindrischen Rohrleiters.

Mit den Oberflächenbedingungen

$$-\lambda\left(\frac{d\vartheta}{dr}\right)_{r_a} = \alpha_a(\vartheta_a - \Theta_a); \qquad \lambda\left(\frac{d\vartheta}{dr}\right)_{r_i} = \alpha_i(\vartheta_i - \Theta_i)$$

in denen r_i und r_a den Innen- bzw. Außenhalbmesser des Rohrleiters in m bedeuten, folgt dann für die Temperatur ϑ im Abstand r von der Leiterachse der Ausdruck

$$\vartheta = \frac{1}{K}\left\{\frac{P}{2}\left[T r^2 + U \ln\frac{r}{r_i} + V \ln\frac{r_a}{r} + W\right] + \right.$$
$$\left. + \Theta_a\left(\ln\frac{r}{r_i} + M\right) + \Theta_i\left(\ln\frac{r_a}{r} + N\right)\right. \tag{6}$$

worin K, U, V, W, T, M und N nur von r_i, r_a, λ, α_i, α_a abhängige Größen sind[2].

Durch Differentiation der Gl. (6) und Nullsetzung ergeben sich für die Höchsttemperatur im Rohrleiter und für den Achsabstand in dem sie auftritt (s. Abb. 4), die Ausdrücke

$$\vartheta_{\max} = -\frac{C_1}{2} + C_1 \ln\sqrt{C_1\frac{2\lambda}{P}} + C_2; \qquad \bar{r} = \sqrt{C_1\frac{2\lambda}{P}} \tag{7}$$

und für die Temperatur an der Rohrinnenfläche folgt:

$$\vartheta_i = -\frac{P}{4\lambda} r_i^2 + C_1 \ln r_i + C_2 \tag{8}$$

worin C_1 und C_2 wieder nur von den Größen r_i, r_a, α_i, α_a, λ, Θ_i und Θ_a abhängen.

Die Höchsttemperatur $\vartheta_{\max}$ setzt sich — wie Abb. 4 erkennen läßt — als Summe der Kühlflüssigkeitstemperatur Θ_i, des Temperaturanstieges in der Nähe der Rohrinnenfläche zwischen Kühlmittel und Rohrwand $(\vartheta_i - \Theta_i)$ und des Temperaturanstieges innerhalb des Rohres von der Innenwand bis zur Stelle des Temperaturmaximums $(\vartheta_{\max} - \vartheta_i)$ zusammen.

[2] Eine genaue Ableitung der Gleichung ist in der Arbeit „Über Elektrische Leiter für höchste Strombelastung" in der Zeitschrift ETZ, Ausgabe A, 80. Jg., H. 16, S. 529—535 des Verfassers, auf die hier hingewiesen sei, enthalten.

Um bei gegebener Kühlwassertemperatur hohe Stromdichten zu erreichen, ist es daher nötig, den Temperaturanstieg an der Rohrleiterinnenwand und im Rohrleiter selbst so klein als möglich zu halten.

Der Temperaturanstieg $(\vartheta_i - \Theta_i)$ wird durch die Wärmeübergangszahl — im folgenden kurz WÜZ genannt —, die den Wärmeübergang aus dem metallischen Rohrleiter in das im Rohrinnern turbulent strömende Kühlwasser beschreibt, maßgebend beeinflußt.

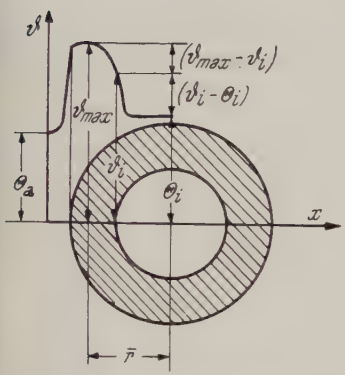


Abb. 4. Temperaturverteilung eines stromdurchflossenen flüssigkeitsgekühlten Rohrleiters

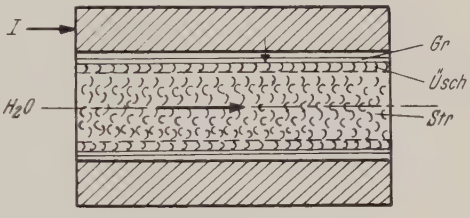


Abb. 5. Strömungserscheinungen innerhalb eines gekühlten Hohlleiters

Der Wärmeübergang in die sich an den Rohrleiter unmittelbar anschließende dünne laminare Strömungsgrenzschicht *Gr* (Abb. 5) findet zunächst radial nach innen durch Wärmeleitung statt. Dann tritt — in einer darauffolgenden Übergangsschicht *Üsch*, in der die ersten Wirbelbewegungen entstehen — zur Wärmeleitung Konvektion hinzu (Wirbelbewegung der Wasserteilchen unter Austausch ihrer Wärmeenergie) und in dem turbulenten Mittelteil der Strömung *Str* kommt Wärmeübertragung fast ausschließlich auf Grund von Konvektionsbewegungen der Flüssigkeitsteilchen zustande (s. Abb. 5).

Zur Feststellung der Wärmeübergangszahl α, die in der Technik auch sonst von großem Interesse ist, sind zahlreiche Untersuchungen vorgenommen worden. Sie hängt von den gewöhnlich temperaturabhängigen physikalischen Stoffwerten, der Richtung des Wärmeflusses, den geometrischen Abmessungen und der Ausdehnung der Medien, sowie der Rauhigkeit der Oberflächen usw. ab. Für durchschnittliche Verhältnisse, wie sie bei turbulenter Wasserströmung in Rohren mit Durchmessern $\gg 0{,}01$ m vorliegen, gilt

$$\alpha \approx 3400 \cdot v^{0{,}85}\,(1 + 0{,}014\,\vartheta_m)^{\text{Watt/m}^2\,\text{grd}} \qquad (9)$$

worin v die Kühlwassergeschwindigkeit in m/s und ϑ_m in grd C die mittlere Kühlwassertemperatur bedeuten.

Die WÜZ ist demnach bei üblichen Kühlwassergeschwindigkeiten und Temperaturen größenordnungsmäßig mit etwa 4000 bis 20 000 Watt/m² grd anzusetzen.

In Sonderfällen sind jedoch erheblich höhere Werte berechnet und gemessen worden (bis 46 000 W m² grad), besonders dann, wenn teilweise Kühlwasserverdampfung erfolgt (Verdampfungswärme!) oder Vorkehrungen zur Rauhigkeitserhöhung der Rohrinnenfläche getroffen worden sind[3]. Durch Sondermaßnahmen mag es vielleicht gelingen, die Wärmeübergangszahl über die bisher bekannten Werte zu erhöhen.

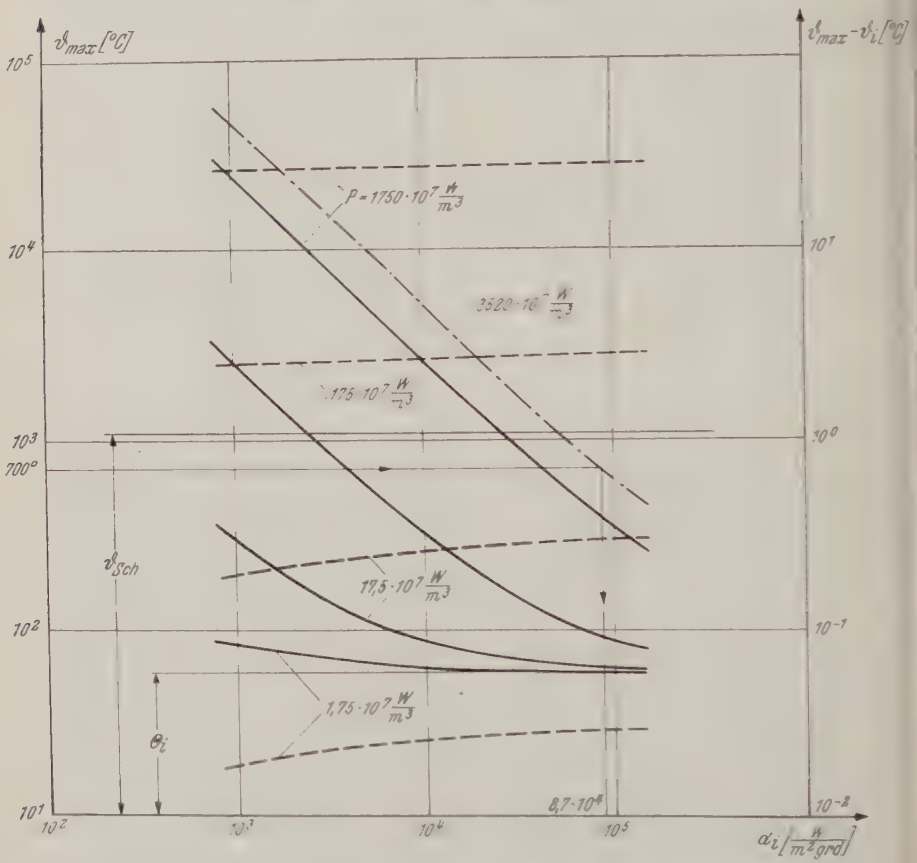


Abb. 6. Höchsttemperatur und innere Temperaturdifferenz eines gekühlten Rohrleiters in Abhängigkeit von der Wärmeübergangszahl

Die zwangsläufig damit verbundene Vergrößerung der Flüssigkeitsreibung bringt aber eine Temperaturerhöhung des Kühlwassers und da-

[3] Noch höhere Werte für die WÜZ (bis etwa 10^5 W/m² grd) treten bei Anwendung flüssiger Metalle als Kühlmittel auf, weil dann die für die WÜZ maßgebliche Wärmeleitung in der dünnen laminaren Grenzschicht — wegen der gegenüber Wasser viel höheren Wärmeleitfähigkeit der flüssigen Metalle — weit stärker erfolgt, als bei Wasser.

mit eine Herabsetzung der Kühlwirkung mit sich. Die Strombelastbarkeit von Rohrleitern läßt sich daher auf diese Art sicher nicht unbegrenzt erhöhen.

Abb. 6 gibt einen Überblick über die Verhältnisse für den erwähnten Cu-Rohrleiter (0,004 m/0,002 m ⌀, $v = 17$ m/s, $\Theta_i = 60$ grd C, $\Theta_a = 20$ grd C) wie sie sich nach Gl. (7) und (8) für ϑ_{max} (volle Kurven, Ordinatenmaßstab links) und $\vartheta_{max} - \vartheta_i$ (gestrichelte Kurven, Ordinatenmaßstab rechts) als Funktion der Wärmeübergangszahl α_i und der im Rohrleiter in Wärme umgesetzten elektrischen Leistung P ergeben.

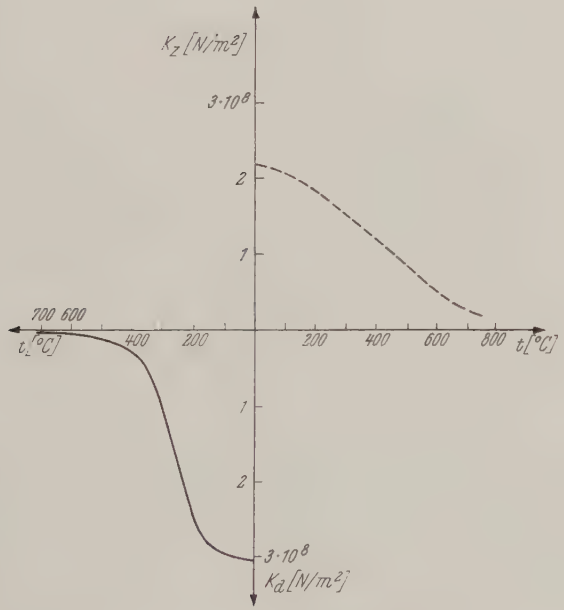


Abb. 7. Zug- und Druckfestigkeitswerte von Kupfer als Temperaturfunktion

Die Höchsttemperatur ϑ_{max} im Rohrleiter zeigt sich danach fast ausschließlich durch den Temperaturanstieg an der Rohrinnenoberfläche bestimmt, während der Temperaturanstieg im Rohrleiterinneren ($\vartheta_{max} - \vartheta_i$) — infolge der guten Wärmeleitfähigkeit des Cu — nur eine unwesentliche Rolle spielt.

Wenn Leiterzerstörung erst bei Erreichung der Schmelztemperatur ($\vartheta_{Schmelz}$, s. Abb. 6) eintreten würde, wäre — unter Berücksichtigung des knapp vor Erreichung des Schmelzpunktes gültigen spezifischen Widerstandes des Cu und der bei den Versuchen gemessenen Stromdichte von $8 \cdot 10^8$ A/m² — ein P-Wert von $5{,}9 \cdot 10^{10}$ W m^{-3} als gültig anzusehen. Der Schnittpunkt einer diesem P-Wert entsprechenden Kurve

mit einer in Höhe der Schmelztemperatur gezogenen Geraden würde dann die als wirksam anzusehende WÜZ ergeben.

Tatsächlich tritt aber — wegen der bei höheren Temperaturen abnehmenden Druckfestigkeit des Kupfers K_d (vgl. Abb. 7) — Leiterzerstörung unter dem Einfluß elektrodynamischer Kräfte schon weit unterhalb der Schmelztemperatur des Rohrleiters auf. Die WÜZ muß deshalb auf andere Art ermittelt werden.

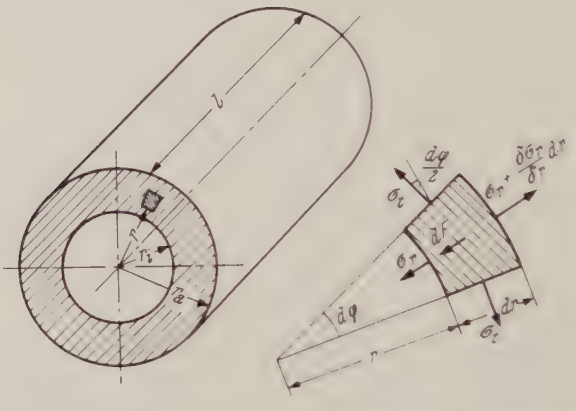


Abb. 8. Spannungen und Kräfte innerhalb eines differentiellen Rohrleiterteilchens

Zur näheren Erklärung sei Abb. 8 herangezogen, in dem der Rohrleiter und ein infinitesimal schmaler Kreisringsektor im Abstand r mit der radialen Breite dr angedeutet sind. Unter Annahme gleicher Stromdichte über den Rohrleiterquerschnitt[4] errechnet sich die auf den Ringsektor wirkende Stromkraft in Newton je Längeneinheit des Leiters dann mit

$$dF = \frac{\mu_0 |\mathfrak{S}|^2}{2} (r^2 - r_i^2)\, d\varphi\, dr \tag{10}$$

wenn $|\mathfrak{S}|$ die Stromdichte in A/m^2, μ_0 die Induktionskonstante des leeren Raumes ($4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am) und die anderen Buchstaben die aus Abb. 8 ablesbaren Größen bedeuten.

Die Stromkraft muß offenbar mit den auf den Kreisringsektor wirkenden radialen und tangentialen mechanischen Kräften $\sigma_r\, r\, d\varphi$ und $\sigma_t\, dr$ im Gleichgewicht stehen. Das heißt es muß gelten

$$\frac{d\sigma_r}{dr} r + \sigma_r - \sigma_t - \frac{|\mathfrak{S}|^2 \mu_0}{2} (r^2 - r_i^2) = 0 \tag{11}$$

[4] Die bei Cu-Leitern wegen der guten Wärmeleitfähigkeit des Cu bei den bisher erreichten WÜZ-Werten durchaus berechtigt erscheint, weil sich die Temperatur über dem Rohrleiterquerschnitt nur unwesentlich ändert.

Nach Einführung der Beziehungen für die Verlängerungen in radialer Richtung ergeben sich für die radialen und tangentialen, durch die mechanischen und elektrodynamischen Kräfte hervorgerufenen Spannungen die Ausdrücke[2])

$$\left.\begin{matrix}\sigma_{rm}\\ \sigma_{tm}\end{matrix}\right\} = \frac{K}{r^2}\left[r^2(f_a r_a^2 - f_i r_i^2) \pm r_a^2 r_i^2 (f_i - f_a)\right]$$

$$\sigma_{rel} = \mu_0 |\mathfrak{S}|^2 \left[r^2 A + \frac{1}{r^2} B + C \ln r + D\right] \qquad (12)$$

$$\sigma_{tel} = \mu_0 |\mathfrak{S}|^2 \left[r^2 E + \frac{1}{r^2} F + C \ln r + H\right]$$

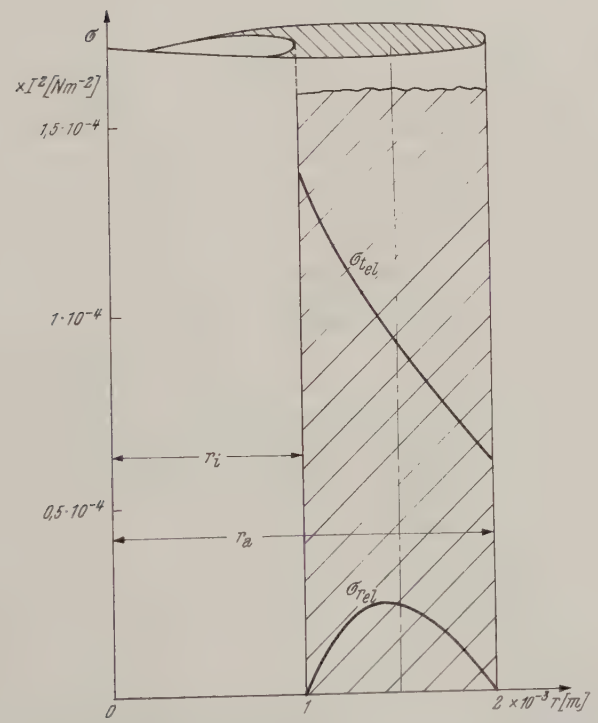


Abb. 9. Mechanische Spannungen innerhalb eines stromdurchflossenen Kupferrohrleiters

Darin bedeuten f_i und f_a den negativ einzusetzenden im Innern und außerhalb des Rohres herrschenden Druck in N/m² und A, B, C, D, E, F, H und K Größen, die nur von dem Innen- und Außenhalbmesser des Rohres sowie der Querzahl ν abhängen[2].

Die aus den Gln. (12) für verschiedene Stromstärken errechenbaren radialen und tangentialen Spannungen σ_{rel} und σ_{tel} sind für

den benützten Cu-Rohrleiter 0,004 0,002 m (Querzahl $\nu = 0{,}34$) in Abb. 9 dargestellt. Der Maximalwert des σ_{rel} tritt annähernd in Rohrleitermitte auf, liegt aber weit unterhalb der Werte für σ_{tel}, die — von außen nach innen zu wachsend — in der Rohrinnenoberfläche ihren höchsten Betrag erreichen.

Herrscht in der Kühlflüssigkeit und außerhalb des Rohrleiters Atmosphärendruck, dann ist zu den in Abb. 9 abgelesenen Werten von (σ_{rel}) und (σ_{tel}) noch jeweils der Wert von einer Atmosphäre, das heißt $10{,}13 \cdot 10^4$ Newton/m^2 hinzuzufügen, um die Gesamtspannungen $\sigma_{r\,ges}$ und $\sigma_{t\,ges}$ zu erhalten.

Leiterzerstörung tritt offenbar dann ein, wenn $\sigma_{t\,ges\,max}$ gerade die Druckfestigkeit des durch den Strom erwärmten Rohrleiters erreicht bzw. überschreitet. Bei Kenntnis der Temperaturabhängigkeit der Druckfestigkeit des Leiterbaustoffes (Kupfer)[5], sowie der Stromstärke läßt sich daher die Temperatur des Rohrleiters sowie die wirksame WÜZ an Hand der Abb. 7 und 9 im Augenblick der Implosion abschätzen.

Für die bei den Versuchen bei Leiterbruch festgestellte Stromstärke von 7000 A ergibt sich z. B. nach Abb. 9 der Höchstwert $\sigma_{t\,ges\,max}$ mit $1{,}06 \cdot 10^5$ N/m^2. Nach Abb. 7 entspricht dieser Druckfestigkeit eine Leitertemperatur von etwa 700 grd C und mit dem spezifischen Widerstand des Cu für diese Temperatur $\varrho = 6{,}4 \cdot 10^{-8}\,\Omega$m und mit der gemessenen Stromstärke von 7000 A läßt sich auf den knapp vor Leiterbruch aufgetretenen P-Wert von $3{,}52 \cdot 10^{10}$ W/m^3 schließen. Die diesem P-Wert zugeordnete Kurve ist in Abb. 6 strichpunktiert eingetragen; sie liefert für die schon festgestellte Temperatur des Rohrleiters — die näherungsweise gleich der Höchsttemperatur im Rohrleiter gesetzt werden darf[4] — die WÜZ mit $8{,}7 \cdot 10^4$ W/m^2 grd.

Der gegenüber Literaturangaben hohe Wert der WÜZ ist, abgesehen vom Einfluß der getroffenen Vereinfachungen, wohl auf die Wirksamkeit der rotierenden Bürsten zur Entfernung der Dampfschichten von der Rohrinnenoberfläche zurückzuführen. Abb. 6 läßt sich zur Abschätzung der wirksamen WÜZ auch allgemein verwenden, wenn Leiterzerstörung nicht anzunehmen ist. Es ist dann lediglich erforderlich die Stromwärmeleistung im Rohrleiter und seine Temperatur z. B. mittels Wattmeters und Thermoelements zu messen. Die WÜZ läßt sich dann wie früher leicht bestimmen.

Den angeführten Überlegungen kommt wegen der getroffenen vereinfachenden Annahmen nur näherungsweise Gültigkeit zu. Sie lassen jedoch erkennen, daß die höchstzulässige Strombelastung gut leitender, flüssigkeitsgekühlter Rohrleiter — die nach dem Wiedemann-Franz-

[5] Eine genaue Ermittlung ist wegen der bei Kupfer besonders stark auftretenden plastischen Verformung bei hohen Temperaturen nicht leicht möglich. Die Druckabhängigkeit wurde experimentell bestimmt. Für wesentliche Unterstützung bei diesen Arbeiten habe ich Herrn Dozent Dr. Jaburek und cand. ing. Maurer zu danken; bei anderen Versuchen und Rechnungen haben mir die Herren Dipl.-Ing. Reisinger und Dipl.-Ing. Breuer, vor allem aber mein Assistent Dipl.-Ing. Heinz Hirczy wertvolle Dienste geleistet, wofür ich ihnen danken muß.

Gesetz zugleich auch gute Wärmeleiter sind — bei technisch anwendbaren Kühlflüssigkeitsgeschwindigkeiten und Temperaturen durch die jeweils erreichbare Wärmeübergangszahl bestimmt erscheint[6].

Um bei gegebener WÜZ und festgelegten Leiterdaten zu höheren Strombelastungen zu kommen, könnte man natürlich auch daran denken, die Kühloberflächen der Leiter zu erhöhen. Das heißt man könnte etwa beim angeführten Rohrleiter statt eines Rohres mehrere dünne konzentrische Rohre gleichen Gesamtquerschnittes benützen, zwischen denen das Kühlmittel strömt. Die dann eintretende Verminderung der mechanischen Festigkeit, besonders auch im Hinblick auf die Stromkräfte würde jedoch auch diesem Verfahren bald eine Grenze setzen.

Prinzip des Leiterersatzes

Um höhere Strombelastungen zu erzielen, als sie durch Kühlung erreicht werden können, wurde deshalb auch noch ein anderer Weg beschritten und versucht, unzulänglich hohe Leitertemperaturen durch *rechtzeitigen Ersatz des thermisch hochbelasteten Leitermaterials* durch kaltes, in die Strombahn gebrachtes Leiter-Material zu verhindern[7].

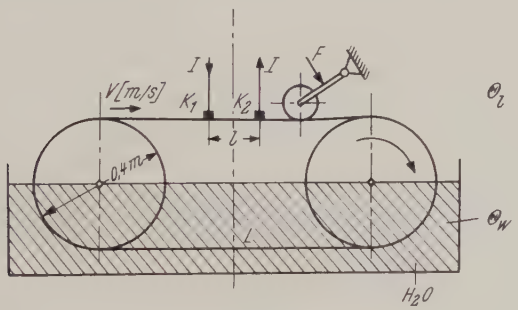


Abb. 10. Versuchsanordnung zum „Leiterersatz"

Abb. 10 zeigt schematisch eine der an der Technischen Hochschule Graz benützten Versuchsanordnungen. Ein Cu-Draht (0,0007 m ⌀) ist schleifenförmig über zwei Rollen (von je 0,4 m ⌀, s. Abb. 10) geführt

[6] Anders liegen die Verhältnisse bei schlecht leitenden Rohrleitern oder wenn es gelingen sollte die WÜZ gut leitender Rohrleiter wesentlich zu steigern. Der Temperaturanstieg im Rohrleiter $\vartheta_{max} - \vartheta_i$ wäre dann von ausschlaggebender Bedeutung. Für den Wärmetransport in radialer Richtung zu dem jetzt stark aufnahmsbereiten Kühlmittel hin, wäre nämlich — bei gegebener Kühlmitteltemperatur — eine so hohe innere Temperaturdifferenz und damit zusammenhängend so hohe Höchsttemperatur im Rohrleiter nötig, daß Entfestigung bzw. Schmelzen des Rohrleiters erfolgt.

[7] Siehe österr. Patent Nr. 174 648 „Elektrische Leiter für starke Strombelastung", Dr. Peter Klaudy und entsprechendes deutsches Patent.

und wird an zwei der Strom-Zu- und Abführung dienenden, auf halbem Weg zwischen den Rollen nahe nebeneinander angeordneten Gleitkontakten K_1 und K_2 mit einer solchen Geschwindigkeit vorbeibewegt, daß wegen der jeweils nur sehr kurzen Strombelastungszeit des Drahtstückes zwischen den Kontakten trotz starker Strombelastung unzulässige Erwärmung des Drahtes vermieden wird. Die in der kurzen Strombahn zwischen den Kontakten erzeugte Wärme — der gegenüber die Stromwärme in der über die Rollen parallel geschalteten langen Drahtstrecke vernachlässigt werden kann — wird auf die ganze Drahtschleife verteilt und kann von ihr durch natürliche oder künstliche Kühlung — wegen der gegenüber der Drahtoberfläche zwischen den Kontakten K_1, K_2 großen Oberfläche der ganzen Drahtschleife — leicht abgenommen werden.

Mit der bei der Versuchsanordnung benützten Wasserkühlung (s. Abb. 10) ließen sich trotz ihres behelfsmäßigen Aufbaues unter Verwendung üblicher Gleitkontakte unschwer Stromdichten von über 10^9 A/m^2 erreichen.

Zur quantitativen Behandlung der Zusammenhänge — die sich im übrigen auch bei anderen Anordnungen mit Stromleiterersatz in ähnlicher Form ergeben — seien folgende Bezeichnungen eingeführt:

I Strom im Drahtstück zwischen den Kontakten K_1, K_2 in A,

l Länge des Drahtstückes zwischen den Kontakten in m,

v Geschwindigkeit des Drahtes in m/s,

L Länge der ganzen Drahtschleife, die sich halb im Kühlwasser befindet in m,

r Drahthalbmesser in m,

ϱ spezifischer Widerstand des Drahtstückes zwischen den Kontakten bei der mittleren Temperatur des Drahtstückes zwischen den Kontakten K_1 und K_2 in Ωm,

Θ_E die Eintrittstemperatur des Drahtes in die Kontaktstrecke im stationären Betrieb in grd Celsius,

t die Zeit in s,

ϑ die Temperatur eines Drahtelementes zur Zeit t in grd Celsius,

ϑ_f die Temperatur des Drahtes in grd Celsius, bei der seine Zugfestigkeit auf einen Wert gesunken ist, der der durch die Spannrolle bewirkten mechanischen Zugspannung f gerade entspricht,

c die spezifische Wärme des Drahtes in Joule/kg, grd,

δ die Dichte des Drahtes in kg/m^3,

Θ_l die über die Drahtlänge zwischen den Kontakten und die Zeit konstant angenommene mittlere Temperatur der Luft in grd Celsius,

Θ_W die über die Drahtlänge und Zeit konstant angenommene mittlere Temperatur des Kühlwassers in grad Celsius,

α_l die WÜZ des Drahtes an Luft bei der Drahtgeschwindigkeit v entsprechend der Formel $\alpha = 5{,}8 + 3{,}94\,v$ für $v \leqslant 5$ m/s bzw. $\alpha = 7{,}14\,v^{0{,}78}$ für $v > 5$ m/s,

α_W die WÜZ des Drahtes im Kühlwasser bei der Geschwindigkeit v entsprechend der Formel $\alpha = 348 + 2085\sqrt{v}$.

Dann folgt für den zeitlichen Temperaturanstieg eines Drahtelementes das zur Zeit $t = 0$ unter dem linken Kontakt K_1 in die Strombahn mit der Temperatur Θ_E eintritt und sich zum rechten Kontakt K_2 hin bewegt, unter Vernachlässigung der Änderung des spezifischen Widerstandes und der spezifischen Wärme mit der Temperatur *während der Bewegung* des Drahtelementes zwischen den Kontakten sowie Vernachlässigung des Einflusses der Drahtenden näherungsweise die Beziehung

$$\vartheta = \Theta_l + \frac{I^2 \varrho}{2 r^3 \pi^2 \alpha_l} - \left[\frac{I^2 \rho}{2 r^3 \pi^2 \alpha_l} - (\Theta_E - \Theta_l)\right] e^{-\frac{2 t \alpha_l}{c \delta r}} \qquad (13)$$

Die Höchsttemperatur $\vartheta_{\max}$ des Drahtelementes bei Ankunft am Kontakt K_2 läßt sich daraus errechnen. Es ist nur nötig in Gl. (13) für $t = l/v$ einzusetzen.

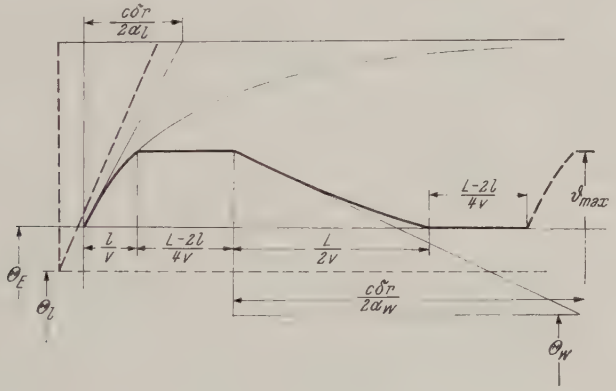


Abb. 11. Zeitlicher Temperaturverlauf eines Drahtelementes beim Leiterersatz

Unter Vernachlässigung der Kühlwirkung der Luft gegenüber derjenigen des Wassers ($\alpha_l \ll \alpha_W$) kann diese Temperatur auch gleich der Temperatur, mit der das Drahtelement nach $(L - 2\,l)/4\,v$ Sekunden ins Kühlwasser taucht angesehen werden. Der Draht kühlt sich dann entsprechend der Beziehung

$$\vartheta = \Theta_W + (\vartheta_{\max} - \Theta_W)\, e^{-\frac{2 t \alpha_W}{c \delta r}} \qquad (14)$$

ab (s. Abb. 11) und die erreichte tiefste Temperatur $\vartheta_{\min}$ beim Wiederauftauchen aus dem Wasser läßt sich ermitteln, wenn in der Gl. (14) für $t = L/2\,v$ gesetzt wird.

Unter Außerachtlassung der Kühlwirkung der Luft während der Bewegung des Drahtelementes vom Zeitpunkt des Verlassens des Kühlwassers bis zum Eintritt unter den Kontakt K_1 (während der

Zeit $(L - 2l)/4v$ ist diese tiefste Temperatur auch gleich der Eintrittstemperatur des Drahtelementes in die Kontaktstrecke. Das heißt es gilt

$$\vartheta_{\min} \doteq \Theta_E \tag{15}$$

Der Vorgang wiederholt sich im stationären Betrieb dann fortlaufend. Die Temperaturerhöhung des Drahtelementes während der Bewegung zwischen den Kontakten K_1 und K_2 auf $\vartheta_{\max}$ wird während des darauffolgenden Laufs im Wasser jeweils wieder auf den Wert $\vartheta_{\min} = \Theta_E$ abgebaut. Durch Zusammenfassung der Gln. (13) und (14) ist es daher dann möglich unter gegebenen Bedingungen (Strombelastung, Drahtlänge und Abmessungen, Drahtgeschwindigkeit) die Temperaturwerte $\vartheta_{\max}$ und $\vartheta_{\min} = \Theta_E$ zu berechnen[2].

Im Fall der angeführten Versuche ($I = 700$ A; $l = 2 \cdot 10^{-2}$ m; $r = 3{,}5 \cdot 10^{-4}$ m; $L = 3{,}24$ m; $v = 2$ m/s; $\Theta_W = 20°$ C; $\Theta_l = 20°$ C; $c = 389$ Ws/kg grd; $\varrho_{20} = 1{,}75 \cdot 10^{-8}\,\Omega$m; $\delta = 8930$ kg/m^3; $\alpha_l = 14$ W/m^{2}grd; $\alpha_W = 3300$ W/m^2 grd) z. B. ergibt sich für

$$\vartheta_{\max} = 290° \text{ C}; \qquad \Theta_E = 23{,}3° \text{ C}$$

Auch irgend eine andere Größe läßt sich, wenn alle übrigen der Anordnung gegeben sind, aus den Gln. (13) und (14) nach entsprechender Umformung ermitteln.

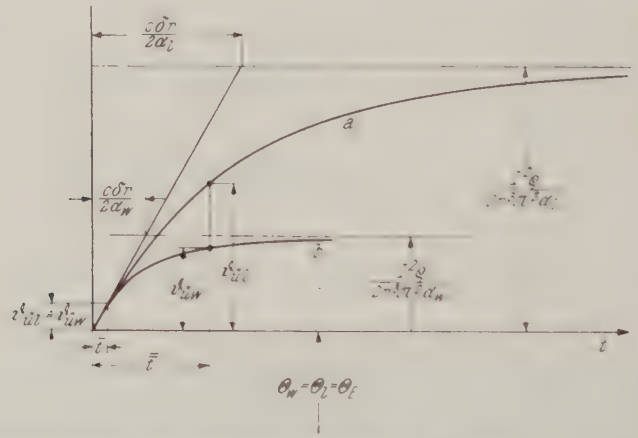


Abb. 12. Temperaturverlauf eines Leiterelementes bei Leiterersatz und Flüssigkeitskuhlung in der Kontaktstrecke

So würde sich z. B. mit den Daten der Versuchsanordnung die theoretisch höchstzulässige Stromstärke bzw. Kraftflußdichte in unmittelbarer Leiternähe bei einem höchstzulässigen $\vartheta_{\max} = 600°$ C mit $I_{\max} = 875$ A bzw. $B_{\max} = 0{,}5$ Vs/m^2 ergeben[2].

Es läge nun nahe zu glauben, daß es durch gleichzeitigen Leiterersatz und Flüssigkeitskühlung der Kontaktstrecke möglich sei, die Stromdichten in der Kontaktstrecke noch weiterhin erheblich zu steigern.

Dies trifft jedoch nicht zu, wie Abb. 12 erkennen läßt, in dem einfachheitshalber von der Annahme einer sehr langen Kühlflüssigkeitsstrecke und gleicher Temperatur für die Kühlflüssigkeit und Luft ausgegangen wurde ($\Theta_E = \Theta_W = \Theta_l$).

Der zeitliche Temperaturverlauf eines Leiterelementes bei Leiterersatz nach Abb. 10, das heißt bei luftausgesetzter oberer Schleifenhälfte einschließlich Kontaktstrecke, würde dann entsprechend der Kurve a mit der Endübertemperatur $\frac{I^2 \varrho}{2 r^3 \pi^2 \alpha_l}$ und der thermischen Zeitkonstante $\frac{c \delta r}{2 \alpha_l}$ erfolgen.

Bei Anwendung voller Wasserkühlung dagegen, das heißt für den Fall daß man die ganze Anlage nach Abb. 10 unter Wasser setzt, würde sich für den Temperaturanstieg eines Leiterelementes die Kurve b deren Endübertemperatur $\frac{I^2 \varrho}{2 r^3 \pi^2 \alpha_W}$ und Zeitkonstante $\frac{c \delta r}{2 \alpha_W}$ ist, ergeben.

Die Ursprungstangenten beider Kurven fallen — wie Abb. 10 erkennen läßt — miteinander zusammen.

Bei kurzen Durchlaufzeiten durch die Kontaktstrecke (in Abb. 12 z. B. $\bar{t}$) stimmen die erreichten Drahttemperaturen in beiden Fällen deshalb praktisch überein (nahezu adiabatischer Temperaturanstieg). Die günstigere Kühlung des Wassers wirkt sich wegen der kurzen Durchlaufzeit nicht aus.

Nur wenn die Durchlaufzeiten länger sind (z. B. $\bar{\bar{t}}$, s. Abb. 12), ist es bei Wasserkühlung möglich gegenüber Luftkühlung der Kontaktstrecke Vorteile zu erzielen (s. Abb. 12 $\vartheta_{üw}$ liegt niedriger als $\vartheta_{ül}$).

Man könnte nun die Frage stellen, wie denn ein Leiter zu bemessen sei, um unter Anwendung des Prinzips des Leiterersatzes bei kurzen Durchlaufzeiten durch die Kontaktstrecke in Leiternähe möglichst hohe Kraftflußdichten zu erreichen.

Einfachheitshalber sei wieder von der Annahme langer Kühlstrecken ausgegangen ($\Theta_E = \Theta_W$).

Der Temperaturanstieg erfolgt dann entsprechend der Beziehung

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{I^2 \varrho}{r^4 \pi^2 c \delta} \tag{16}$$

da wegen der kurzen Durchlaufzeit die Temperaturanstiegskurve durch ihre Ursprungstangente ersetzt werden kann. Die höchstzulässige Stromdichte und höchstmögliche Feldstärke in unmittelbarer Leiternähe errechnen sich dann in Übereinstimmung mit Gl. (13) und (14) mit

$$|\mathfrak{S}|_{\max} = \sqrt{\frac{(\vartheta_f - \Theta_W)\, c \delta v}{\varrho l}}; \qquad H_{\max} = \frac{r}{2} \sqrt{\frac{(\vartheta_f - \Theta_W)\, c \delta v}{\varrho l}} \tag{17}$$

Bei vorgegebener Gleitgeschwindigkeit, die durch die Güte der Kontakte nach oben hin begrenzt erscheint und bei Flüssigkeitsgleit-

kontakten etwa bei 100 bis 150 m sec liegt[8], wird die erreichbare Kraftflußdichte umso größer, je höher die Entfestigungstemperatur, Dichte, spezifische Wärme und der Leiterradius liegen und je kleiner der spezifische Widerstand und die Kontaktstreckenlänge sind.

Für Kupferdraht von $r = 10^{-3}$ m $\varnothing$, eine Kontaktgeschwindigkeit von $v = 20$ m/s und eine Länge der Kontaktstrecke von $l = 2 \cdot 10^{-3}$ m würde sich z. B. für H_{max} ein Wert von 10^7 A/m (entsprechend $B_{max} = 12$ Vs/m^2) ergeben, was gegenüber den bei Kegelpolmagneten erreichbaren Werten bemerkenswert erscheint.

Die „Kontaktstrecke" kann natürlich auch aus einem gegebenenfalls isolierenden Rohr bestehen, in dem ein flüssiger Leiter mit hoher Geschwindigkeit hindurchgeleitet wird, wie etwa in Abb. 13. Das flüssige Metall, z. B. Hg wird hier mit Hilfe einer Pumpe durch eine solenoidartig ausgebildete Rohrschleife — in der das Magnetfeld entsteht und die die „Kontaktstrecke" darstellt — in kontinuierlichem Umlauf gehalten und durch eine Stromunterbrechungseinrichtung dafür gesorgt, daß Stromnebenschlüsse durch die Kühlleitungen nicht entstehen.

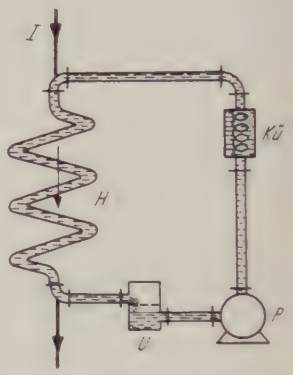


Abb. 13. Versuchsanordnung mit Leiterersatz und flüssigem Leiter

Die erreichbaren Strom- bzw. Kraftflußdichten sind bei Anwendung des „Prinzips des Leiterersatzes" im wesentlichen nur durch die Geschwindigkeit des Leiterersatzes (Kontaktprobleme, Reibung und damit zusätzliche Wärmeentwicklung bei flüssigen Leitern) nach oben hin begrenzt.

Vergleich zwischen der Kühlung und dem Prinzip des Leiterersatzes

Ein Vergleich der Kühlung mit dem Prinzip des Leiterersatzes läßt sich am besten auf Grund der Gln. (2) und (17) gewinnen.

$$H_{max} = \frac{r}{2}\sqrt{\frac{P_1}{\varrho}} \qquad (2)$$

Kühlung

$$H_{max} = \frac{r}{2}\sqrt{\frac{(\vartheta_{max} - \Theta_W)\,\delta\, v\, c}{l\,\varrho}} \qquad (17)$$

Leiterersatz

Bei gegebenen Abmessungen und Leiterbaustoffen (r und ϱ gegeben) ist die erreichbare Feldstärke bei Kühlung entsprechend Gl. (2) nur von der je Volumenseinheit entwickelten Stromwärme P_1, die an das Kühlmittel abzuführen ist, bedingt. Diese Wärmeabfuhr ist, wie erwähnt bei gut leitenden Leitern außer von der Wärmeleitfähigkeit und

[8] Siehe Literatur [5].

thermo-mechanischen Beanspruchung der Leiter, vor allem durch die Wärmeübergangszahl der Leiter gegenüber dem Kühlmittel nach oben hin beschränkt, so daß sich dadurch auch eine obere Grenze für die erreichbare Feldstärke ergibt.

Beim Leiterersatz dagegen ist eine obere Begrenzung der erreichbaren Feldstärke nach Gl. (17) eigentlich nur durch die Leitergeschwindigkeit v, das heißt durch das Kontaktproblem bzw. durch die auftretende Reibungswärme bei flüssigen Leitern, gegeben und es lassen sich höhere Stromdichten als bei Anwendung der Kühlung erreichen.

Wie die Gln. (2) und (17) zeigen, lassen sich bei beiden Systemen umso höhere Feldstärken erreichen, je geringer der spezifische Widerstand, das heißt je niedriger die Temperatur der angewandten ‚metallischen Leiter ist. Günstige Verhältnisse lassen sich daher besonders beim Leiterersatz erwarten, wenn die Kühlung des aus der Kontaktstrecke heraustretenden Leitermaterials mittels flüssiger Gase erfolgt (z. B. Wasserstoff).

Zusammenfassung

Metallische Leiter sehr hoher Stromdichte, wie sie zur Erzeugung starker stationärer magnetischer Felder in Verwendung stehen, werden gewöhnlich durch Flüssigkeiten gekühlt. Die erreichbaren Stromdichten und damit die erzielbaren magnetischen Feldstärken sind dann bei gut leitenden Erregerleitern durch die Wärmeleitfähigkeit und thermo-mechanische Beanspruchung dieser Leiter, besonders aber durch die Wärmeübergangszahl der Leiter gegenüber ihrem Kühlmittel nach oben hin begrenzt.

Durch Anwendung des „Prinzips des Leiterersatzes", das heißt durch rechtzeitige Erneuerung des stromerwärmten Leitermaterials in der hochbelasteten metallischen Strombahn durch kaltes Leitermaterial, eröffnet sich ein Weg, grundsätzlich höhere stationäre Stromdichten zu erreichen, als dies bei flüssigkeitsgekühlten Leitern möglich ist.

Gleichzeitige Anwendung der Kühlung und des Prinzips des Leiterersatzes ist nicht empfehlenswert.

Sehr hohe Feldstärken sind zu erwarten, wenn im Fall der Kühlung, besonders aber auch bei Anwendung des Prinzips des Leiterersatzes, Kühlflüssigkeiten sehr tiefer Temperatur (flüssige Gase) zur Aufnahme der Stromwärme der Erregerleiter herangezogen werden.

Literatur

1. Gröber-Erk-Grigull, Grundgesetze der Wärmeübertragung. Springer-Verlag, 1955.
2. A. Schack, Der industrielle Wärmeübergang. Verlag Stahleisen m.b.H., Düsseldorf.
3. G. Baur, Beitrag zur Untersuchung der Wärmeübertragung in heterogenen Kernreaktoren. AEG-Mitteilungen 1957, S. 29.

4. A. GRABNER, Zur Frage der Kühlung der elektrischen Maschinen. Österr. Zeitschrift für Elektrizitätswirtschaft 1951, S. 1.
5. P. KLAUDY, Stromabnahme bei hohen Geschwindigkeiten. Maschinenbau und Wärmewirtschaft M. u. W. 11. Jahrgang, Heft 10/11, 1956, S. 315.
6. P. KLAUDY, Über elektrische Leiter für höchste Strombelastung. ETZ A, 80. Jahrg., H. 16, S. 529—535.

Beitrag zum Exoelektronenproblem

Von

Helmut Birgfellner

II. Physikalisches Institut der Universität Wien

Mit 8 Abbildungen

(*Eingelangt am 17. Februar 1960*)

Sämtliche Deutungsversuche für die Exoelektronenemission stimmen darin überein, daß die Emission zumindestens bei den Metallen aus Oberflächenschichten stammen muß. Es war nun Ziel dieser Arbeit, zu untersuchen, aus welchen Tiefen der Probe man noch Emission bekommt.

Zu diesem Zweck wurden die Proben, welche zur Untersuchung gelangten, zunächst röntgenbestrahlt (Cu-Strahlung, ungefiltert, 20 mA, 30 kV, direkt vor dem Fenster der Röhre, 5 min), dann in verschiedenen Ätzlösungen geätzt. Von den durch verschieden langes Ätzen vorbehandelten Proben wurden nun Exoelektronenglowkurven aufgenommen.

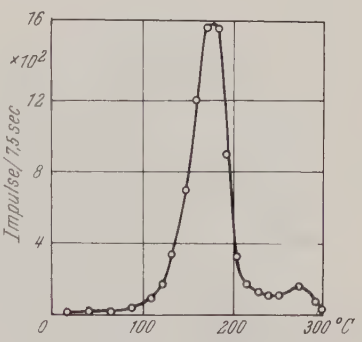


Abb. 1. Glowkurve von ungeätztem Kupfer

Es zeigte sich, daß die Emission bei den meisten der untersuchten Metalle (Cu, Zn, Reineisen, Nickeleisen) durch Wegätzen einer etwa 20 μ dicken Schicht zum Verschwinden gebracht werden konnte. Als Beispiel sind in den Abb. 1 und 2 auf Kupfer bezügliche Kurven gebracht. Dieses Ergebnis stimmt qualitativ gut überein mit den Versuchsergebnissen, welche einerseits von H. Müller [1] und andererseits von L. Grunberg und K. H. R. Wright [2] erhalten worden waren (Abb. 3). Ein Mangel der Versuchsausführungen dieser Autoren ist jedoch der, daß das Metall vor dem Bestrahlen geschmirgelt wurde. Es könnte also die Tiefe der abgeätzten Schicht, bei der keine Emission mehr zu beobachten ist, mit der Eindringtiefe des Schmirgelstaubes identisch sein (W. Kusterer und O. Bruna [3] haben nämlich u. a. gezeigt, daß die Emission von

geschmirgeltem Metall hauptsächlich auf den am Metall hängenbleibenden Schmirgelstaub zurückzuführen ist). Diese Möglichkeit ist bei den in dieser Arbeit beschriebenen Messungen nicht gegeben.

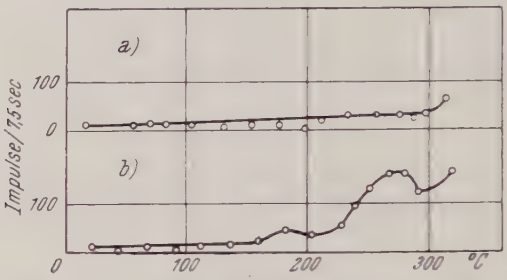


Abb. 2. Kurve *a*: Kupfer, 1/4 min in heißem Königswasser, anschließend 1 min in Ammonpersulfatlösung geätzt. Dicke der weggeätzten Schicht 10 μ. Kurve *b*: 1 min heißes KW, 5 min Ammonpersulfat 40 μ

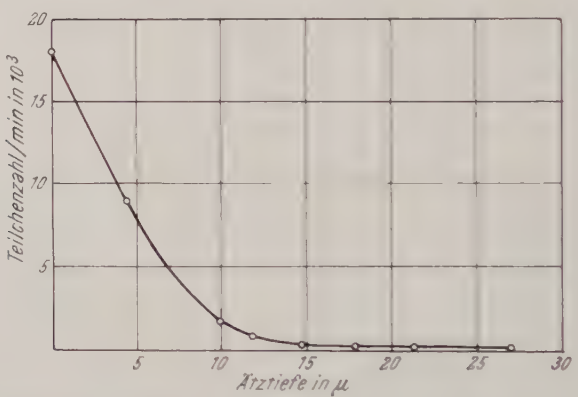


Abb. 3. Röntgenerregte Emission v. Exoelektronen geschmirgelter Al-Proben nach verschiedener Ätzung (n. H. Müller)

Bei Federstahl stieg die Intensität der Emission nach kurzer Ätzung zunächst an, erreichte ein Maximum bei etwa 30 μ Ätztiefe und fiel dann rasch ab.

Ein Verhalten, welches vollkommen von dem der bisher beschriebenen Metalle abweicht, zeigte ein 0,6 mm starkes Blech von Automatenstahl (0,5% Pb, 2,5% Cu), das mit HCl geätzt wurde. Die Emission ging auch nach sehr weitgehendem Ätzen nicht zurück; sie blieb bestehen, bis die Probe so weit abgeätzt war, daß nur mehr ein lose zusammenhängendes Netz von Kristalliten übrigblieb. Abb. 4 zeigt die Glowkurve einer Probe, welche 6 min lang in konz. HCl gekocht wurde. Zum Beweis, daß die Emission nicht durch das Ätzen als solches stimuliert wurde, ist die Glowkurve einer nur geätzten, aber vorher nicht bestrahlten Probe mit eingetragen.

Bei einem anderen Versuch wurde die Probe auf einer Seite bestrahlt und gleichzeitig auf der anderen Seite mit Bleiblech gegen Streustrahlung abgeschirmt. Auf der unbestrahlten Seite wurde sie sodann leicht

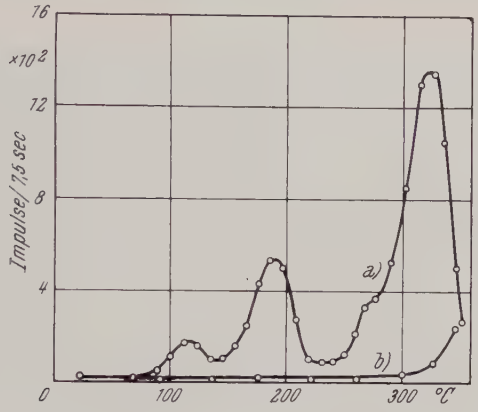


Abb. 4. Glowkurven von Automatenstahlproben: *a*) röntgenbestrahlt, geätzt, *b*) unbestrahlt, geätzt

Abb. 5. Schliffbild einer ungeglühten Automatenstahlprobe (etwa 100-fache Vergr.)

angeätzt, und auch hier ergab die Messung normale Emission, ein Zeichen, daß die Röntgenstrahlung durch die ganze Probe hindurch Exoelektronenemission stimuliert hat. Eine einstündige Temperung auf 1000°C änderte nicht viel an dem Verhalten des Metalles. Durch vierstündige Temperung auf 1000°C konnte jedoch die Emission oberflächlich zum Verschwinden gebracht werden. Sie trat aber wieder auf, wenn man tiefer in das geglühte Metall hineinätzte.

Das Schliffbild der Automatenstahlproben im ursprünglichen Zustand zeigt deutlich in den Kornfeldern kleine Einschlüsse, welche auf die Blei- und Kupferkomponente zurückzuführen sind, da der Anteil beider die Löslichkeit in Eisen bei Raumtemperatur übersteigt (Abb. 5).

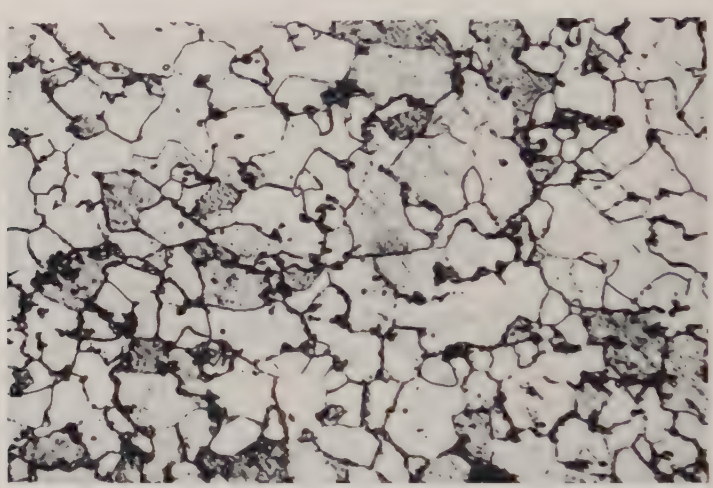


Abb. 6. Schliffbild einer Automatenstahlprobe, welche 1 Stunde auf 1000°C getempert wurde. Etwa 100fache Vergrößerung

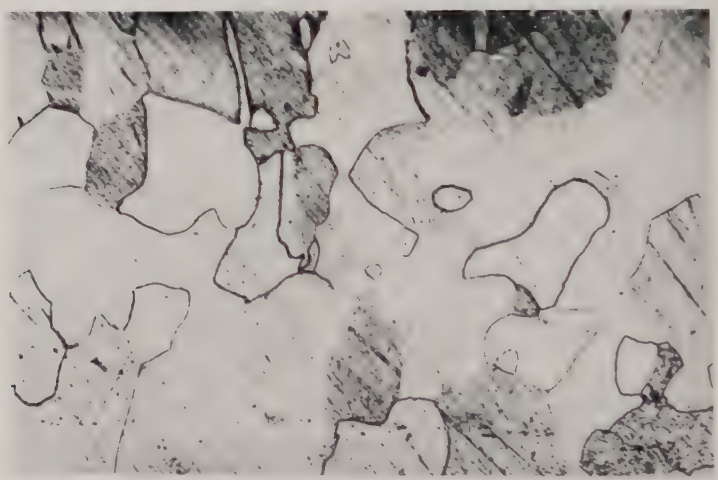


Abb. 7. Schliffbild einer Automatenstahlprobe, welche 4 Stunden auf 1000°C getempert wurde. 100fache Vergrößerung

Abb. 6 zeigt das Schliffbild der Probe, welche eine Stunde lang getempert wurde. Die Einschlüsse in den Kornfeldern, welche bei der

ungeglühten Probe vorhanden waren, sind an die Korngrenzen gewandert. Bei der Probe, welche 4 Stunden geglüht wurde, hat sich das Korn sehr vergrößert, es fehlen nun die Einschlüsse sowohl in den Kornfeldern als auch an den Korngrenzen (Abb. 7). Es scheint also, als ob das oberflächliche Verschwinden der Emission nach der vierstündigen Glühung auf das Abdampfen der Bleikomponente zurückzuführen sei. Ein metallischer Niederschlag an kälteren Stellen des Glührohres erwies sich analytisch als Blei, wodurch diese Annahme gerechtfertigt erscheint. Daß auch im Inneren der Probe keine Ausscheidungen mehr zu sehen sind, obwohl dort wieder Exoelektronenemission gemessen werden konnte, kann daran liegen, daß die Dispersion der Ausscheidungen nun so fein ist, daß keine mikroskopische Auflösung mehr erfolgt (dies ist nach E. Houdremont [4] der Fall, wenn der Bleigehalt von 0,5% wesentlich unterschritten wird).

Die Tatsache, daß nach dem Ätzen von röntgenbestrahlten Metallen eine Elektronenemission auftritt, kann nur erklärt werden, wenn man annimmt, daß durch die Bestrahlung in gestörten Zonen eingelagerter nichtmetallischer Einschlüsse oder eventuell im Metall selbst eine Energiespeicherung stattfindet, die dann über die nach dem Ätzen aufgewachsene Adsorptionsschicht zu einer Emission führt. Für das Auftreten der Emission ist also zweierlei notwendig: es müssen erstens in der Schicht, die durch das Ätzen freigelegt wird, gewisse Arten von Fehlstellen vorhanden sein, und zweitens müssen diese auch durch die Röntgenbestrahlung Energie speichern können. Beide Bedingungen zugleich scheinen im allgemeinen nur bis zu einer Tiefe von 20—50 μ zuzutreffen. Es ist möglich, daß dabei die Beilbyschicht eine Rolle spielt; das ist eine äußerst feinkörnige Oberflächenschicht, die bei Kaltbearbeitung von Metallen unter weitgehender Störung des ursprünglichen Metallgitters entsteht.

Bei dem untersuchten Automatenstahl muß man annehmen, daß sich in jeder Entfernung von der Oberfläche eine große Anzahl von Störstellen befindet. Für das Auftreten dieser Störstellen scheinen die Bleieinschlüsse verantwortlich zu sein, welche ja über das ganze Metall verstreut sind. Dafür spricht das parallele Verhalten der Intensität der Emission und der Häufigkeit der Bleieinschlüsse. Es bestünde auch die Möglichkeit, daß Oxydeinschlüsse Sitz dieser Fehlstellen sind, doch besitzt diese Annahme auch aus dem Grund weniger Wahrscheinlichkeit, weil die Untersuchung von SAP (Sinteraluminium mit Oxydeinschlüssen) ergab, daß die Emission bei diesem schon nach leichtem Anätzen verschwand.

Im Rahmen dieser Untersuchungen konnte auch noch eine andere Erscheinung beobachtet werden: Das Verhältnis der Intensität des „160°-Maximums" zur Intensität des „320°-Maximums" bei Automatenstahl bzw. zur Intensität des „260°-Maximums" bei Nickeleisen (Die angeführten Temperaturen sind die Stellen, an denen die Maxima bei den von H. Hieslmair und H. Müller [5] angegebenen Versuchsbedingungen lagen) war vom Luftgehalt des Zählgases abhängig (Abb. 8).

Diese Beeinflußbarkeit der Höhen der Maxima durch Luftzusatz zum Zählgas könnte durch eine Annahme van L. GRUNBERG und K. H. R. WRIGHT (2,6) gedeutet werden. Die beiden Autoren fanden bei Aluminium ein Photoemissionsmaximum bei Einstrahlung von Licht der Wellenlänge 4700 Å. Dies erklärten sie durch die Annahme von F'-Zentren (Sauerstofflücken im Oxydgitter), welche durch die Beleuchtung mit 4700 Å angeregt werden. Diese F'-Zentren fallen dann in ihren Grundzustand zurück und geben ihre Erregungsenergie an seichte Oberflächenhaftstellen ab, welche dadurch befähigt werden, Elektronen zu emittieren. GRUNBERG und WRIGHT glaubten nun verschiedenen von ihnen angestellten Versuchen entnehmen zu können, daß es sich bei diesen seichten Oberflächenhaftstellen um adsorbierten Sauerstoff handelt, der wahrscheinlich in der Form von O_2^- vorliegt.

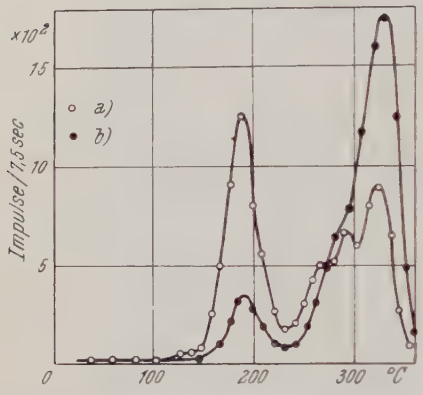


Abb. 8. 2 Glowkurven von Automatenstahl. *a*) ohne Sauerstoffzusatz zum Zählgas (10 Torr Alkohol, 30 Torr Wasserstoff); *b*) dem Zählgas waren 5 Torr Luft beigemengt

Dem Emissionsmaximum bei 4700 Å entspricht eine Anregungsenergie von 2,64 eV. Es ist ohneweiteres möglich, daß das „260°-Maximum" mit diesem Photoemissionsmaximum identisch ist, zumal da GRUNBERG und WRIGHT dieses Maximum auch noch bei anderen Metallen fanden (für das „260°-Maximum" hatten H. HIESLMAIR und H. MÜLLER nachgewiesen, daß es fast bei allen Metallen in Erscheinung tritt [5]). Die Anregungsenergie des „260°-Maximums" liegt zwar bei 2 eV, doch ist nach dem FRANCK-CONDON-Prinzip zu erwarten, daß die thermische Anregungsenergie niedriger ist als die optische. Die Annahme, daß das „260°-Maximum" u. a. durch adsorbierten Sauerstoff bedingt wird, erklärt zwanglos die Sauerstoffbeeinflußbarkeit des Verhältnisses der Intensitäten des „160°-Maximums" und des „260°-Maximums", da ja in diesem Fall das 2. Maximum durch die Anwesenheit von Sauerstoff begünstigt werden muß.

Bei der Beeinflussung des „320°-Maximums" des Automatenstahls durch Luftzugabe zum Zählgas könnte man eventuell annehmen, daß hier der Sauerstoff in anderer Form adsorbiert ist.

Zusammenfassend kann festgestellt werden: Die durch Röntgenstrahlung stimulierte Exoelektronenemission von geätzten Metallen verschwindet im allgemeinen nach Wegätzen einer Schicht der Dicke 20—50 μ. Nur bei einer Sorte von Automatenstahl geht die Emissionserregbarkeit durch die ganze, etwa 0,6 mm dicke Probe hindurch. Dies

scheint auf das Vorhandensein von Fehlstellen zurückzuführen zu sein, welche im Zusammenhang mit Bleieinschlüssen auftreten. Sauerstoffzusatz zum Zählgas beeinflußt die relative Höhe der Glowkurvenmaxima von bestrahlten und frischgeätzten Automatenstahl- und Nickeleisenproben, was sich mit einer von L. Grunberg und K. H. R. Wright stammenden Hypothese leicht erklären läßt.

Literatur

1. H. Müller: Vortrag, gehalten auf der Tagung d. Deutschen Gesellschaft f. Metallkunde in Bad Pyrmont 1954.
2. L. Grunberg und K. H. R. Wright, Act. Phys. Austr. X/4, 375 (1957).
3. W. Kusterer und O. Bruna, Anz. d. Österr. Akad. d. Wiss., math.-nat. Kl., **48**, 403 (1955).
4. E. Houdremont, „Handbuch der Sonderstahlkunde", Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1955.
5. H. Hieslmair und H. Müller, Z. f. Physik **152**, 642 (1958).
6. L. Grunberg und K. H. R. Wright, Proc. Roy. Soc. **A 232**, 403 (1955).

Die Greensche Funktion zum Integrodifferentialoperator der stationären Neutronentransporttheorie*

Von

G. F. Kohlmayr[1]

Aus dem Institut für Theoretische Physik der Technischen Hochschule Graz

Mit 2 Abbildungen

(*Eingegangen am 28. Dezember 1959*)

Zusammenfassung

Das stationäre Neutronenfeld in materiellen Medien kann durch eine lineare partielle inhomogene Integrodifferentialgleichung beschrieben werden. Handelt es sich um endliche Systeme, so kann man bei fehlender Fremdquelle ein Eigenwertproblem formulieren; in der vorliegenden Arbeit wurde als geeigneter Parameter hierzu in neutronenvermehrenden Medien die fiktive Spaltneutronenzahl verwendet. Aus der Neutronenbilanz des zeitrevertierten Transportvorgangs ergibt sich die adjungierte Transportgleichung; die GREENschen Funktionen der Transport- und adjungierten Transportgleichung genügen einer Reziprozitätsrelation. Die durch eine Orthogonalitätsrelation verknüpften Eigenlösungsfelder der Transport- und der adjungierten Transportgleichung werden zu einer formalen Bilinearreihendarstellung der GREENschen Funktion des Transportoperators benützt. Die GREENsche Funktion ermöglicht eine exakte Formulierung des Kritizitätsproblems und kann als Ausgangspunkt für die Lösung von Randwertaufgaben mit inhomogenen Randbedingungen dienen.

1. Einleitung

Berücksichtigt man die in der Neutronentransporttheorie gebräuchlichen Voraussetzungen, wie sie etwa in DAVISON [1] zusammenfassend angegeben sind, so lautet die Kontinuitätsgleichung des Neutronentransports

$$(\vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}+\Sigma(\vec{r}))\,\psi(\vec{r},\vec{v})=\int d^{(\vec{v}')}\,\Sigma_{\mathrm{sek}}(\vec{r},\vec{v}\leftarrow\vec{v}')\,\psi(\vec{r},\vec{v}')+S(\vec{r},\vec{v});\qquad(1)$$

das ist eine lineare inhomogene partielle Integrodifferentialgleichung.

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

[1] Zur Zeit am Institut für Theoretische Physik der Technischen Hochschule Darmstadt. Vorgetragen in der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft, Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

Dabei sollen die folgenden Bezeichnungen gelten:

$\vec{r}$	Ortsvektor;
$\vec{V} = \vec{i}\frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial}{\partial z}$	räumlicher Differentialoperator „Nabla";
$\vec{v} = v\,\vec{\Omega}$	Geschwindigkeitsvektor, mit v als skalarer Geschwindigkeit, $\vec{\Omega}$ als Einheitsvektor der Geschwindigkeit (Neutronenflugrichtung);
$d\vec{S}$	nach außen gerichtetes Oberflächenelement im Koordinatenraum;
$d^{(\rightarrow)}r = dx\,dy\,dz$	Volumselement;
$d^{(\rightarrow)}v = dv_x\,dv_y\,dv_z$	Volumselement im Konfigurationsraum der Geschwindigkeiten in Umgebung der Geschwindigkeit $\vec{v}$, mit skalarer Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ sowie Richtung innerhalb des Raumwinkeldifferentials $d\Omega$ um $\vec{\Omega}$;
$\vec{\Omega} \cdot \vec{V}$	skalares Produkt;
$N(\vec{r}, \vec{v})\, d^{(\rightarrow)}r\, d^{(\rightarrow)}v$	wahrscheinliche Anzahl der Neutronen im Element des Phasenraumes $d^{(\rightarrow)}r\, d^{(\rightarrow)}v$;
$S(\vec{r}, \vec{v})\, d^{(\rightarrow)}r\, d^{(\rightarrow)}v$	wahrscheinliche Anzahl der in der Zeiteinheit durch die Fremdquelle erzeugten Neutronen im Element des Phasenraumes $d^{(\rightarrow)}r\, d^{(\rightarrow)}v$;
$\psi(\vec{r}, \vec{v}) = v\, N(\vec{r}, \vec{v})$	Geschwindigkeitsfluß der Neutronen;
ν	mittlere (energieunabhängige) Anzahl der Spaltneutronen;
$\Sigma_{sek}(\vec{r}\,\vert\,\vec{v}') = \Sigma_s(\vec{r}\,\vert\,\vec{v}') + \nu\,\Sigma_f(\vec{r}\,\vert\,\vec{v}')$	Wahrscheinlichkeit je cm Weglänge, daß ein Neutron mit der Geschwindigkeit $\vec{v}'$ vor dem Stoß (ein) Sekundärneutron(en) mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ erzeugt;
$\Sigma(v) = \Sigma_s(v) + \Sigma_a(v)$	totaler makroskopischer, von der Skalargeschwindigkeit abhängiger Wirkungsquerschnitt.

Die beiden zuletzt angeführten Größen werden der Einfachheit wegen als ortsunabhängig angenommen; in ihnen sollen sämtliche anwesende Atomkerne des materiellen Mediums additiv erfaßt sein.

Die Lösung der Integrodifferentialgleichung (1) wird erst durch die Vorgabe von Randbedingungen eindeutig bestimmt. An der durch den Vektor $\vec{s}$ gekennzeichneten freien Oberfläche nichtwiedereintretender

Art eines endlichen Systems mit neutronenvermehrenden Eigenschaften wollen wir uns zunächst auf die homogene Randbedingung

$$\psi(\vec{s}, \vec{v}) = 0, \qquad \text{immer wenn } d\vec{S} \cdot \vec{\Omega} < 0 \tag{2}$$

beschränken; dazu kommt an jeder Stelle im Innern des Systems die einleuchtende Bedingung der Nichtnegativität

$$\psi(\vec{r}, \vec{v}) = \text{nichtnegativ}. \tag{3}$$

Nach Einführung des Integraloperators der Sekundärneutronenerzeugung $\mathscr{S}_{\text{sek}}$, der durch

$$\mathscr{S}_{\text{sek}}\,\psi(\vec{r}, \vec{v}) \equiv \int d^{(\rightarrow)}v'\, \Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \mid \vec{v}')\, \psi(\vec{r}, \vec{v}') \equiv \mathscr{S}_s - \nu\, \mathscr{S}_f =$$

$$= \int d^{(\rightarrow)}v'\, \Sigma_s(\vec{v} \mid \vec{v}')\, \psi(\vec{r}, \vec{v}') - \nu \int d^{(\rightarrow)}v'\, \Sigma_f(\vec{v} \mid \vec{v}')\, \psi(\vec{r}, \vec{v}') \tag{4}$$

definiert ist und der sich aus den Integraloperatoren für Streuung $\mathscr{S}_s$ und für Spaltung $\mathscr{S}_f$ zusammensetzt, kann man für (1) auch

$$(\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma(v) - \mathscr{S}_{\text{sek}})\, \psi(\vec{r}, \vec{v}) \equiv \mathscr{T}\, \psi(\vec{r}, \vec{v}) = S(\vec{r}, \vec{v}) \tag{5}$$

schreiben; $\mathscr{T}$ ist dabei ein Integrodifferentialoperator (Transportoperator). Die formale Lösung zu (5) ist dann

$$\psi(\vec{r}, \vec{v}) = \mathscr{T}^{-1}\, S(\vec{r}, \vec{v}). \tag{6}$$

Es gilt $\mathscr{T}^{-1}$ explizit darzustellen. Infolge der echten Linearität des Problems kann $\psi(\vec{r}, \vec{v})$ durch Superposition gefunden werden, wenn die Wirkung einer monoenergetischen unidirektionalen Punktquelle von Einheitsintensität bekannt ist. Wird der Ansatz

$$\psi(\vec{r}, \vec{v}) = \int d^{(\rightarrow)}r_0 \int d^{(\rightarrow)}v_0\, G(\vec{r}, \vec{v} \mid \vec{r}_0, \vec{v}_0)\, S(\vec{r}_0, \vec{v}_0) \tag{7}$$

in (1) eingeführt, so ergibt sich wegen

$$\int d^{(\rightarrow)}v'\, \Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \mid \vec{v}') \int d^{(\rightarrow)}r_0 \int d^{(\rightarrow)}v_0\, G(\vec{r}, \vec{v}' \mid \vec{r}, \vec{v}_0)\, S(\vec{r}_0, \vec{v}_0) =$$

$$= \int d^{(\rightarrow)}r_0 \int d^{(\rightarrow)}v_0 \int d^{(\rightarrow)}v'\, \Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \mid \vec{v}')\, G(\vec{r}, \vec{v}' \mid \vec{r}_0, \vec{v}_0)\, S(\vec{r}_0, \vec{v}_0) \tag{8}$$

eine Bestimmungsgleichung für die GREENsche Funktion zum Transportoperator:

$$(\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma(v))\, G(\vec{r}, \vec{v} \mid \vec{r}_0, \vec{v}_0) - \int d^{(\rightarrow)}v'\, \Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \mid \vec{v}')\, G(\vec{r}, \vec{v}' \mid \vec{r}_0, \vec{v}_0) =$$

$$= \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)\, \delta(\vec{v} - \vec{v}_0); \tag{9}$$

dabei bedeuten $\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ und $\delta(\vec{v} - \vec{v}_0)$ dreidimensionale DIRACsche δ-Funktionen; die in (8) angedeuteten Integrationen erstrecken sich über das Systemvolumen im Quellpunktsraum, bzw. über sämtliche Quellgeschwindigkeiten.

2. Die Ableitung der adjungierten Transportgleichung

In der stationären Transportgleichung (1) scheint die Zeit t nicht explizite auf, sie ist darin jedoch implizite durch die Definition der Geschwindigkeit $\vec{v} \equiv d\vec{r}/dt$ enthalten. Wir wollen nun — als Gedankenexperiment — eine Zeitumkehr des Transportvorgangs durchführen.

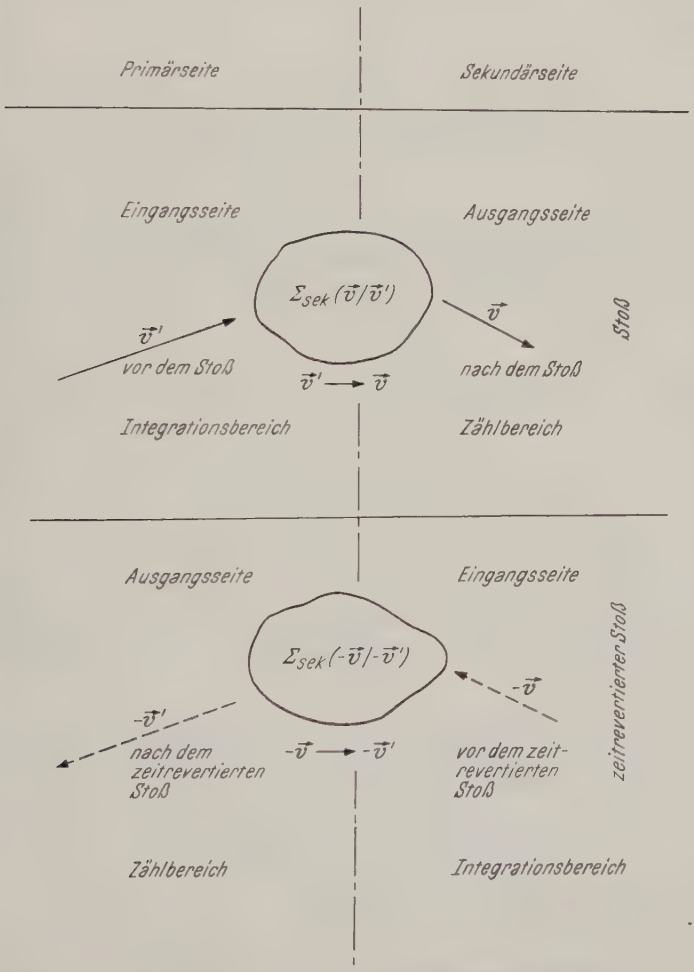


Abb. 1. Stoß und zeitrevertierter Stoß in schematischer Darstellung

Primärseite und Sekundärseite des Stoßes seien zunächst invariant unter der Zeitumkehr; der Primärseite werden gestrichene, der Sekundärseite ungestrichene Geschwindigkeiten zugeteilt, die sämtliche unter der Zeitumkehr ihr Vorzeichen ändern (s. Abb. 1). Der Stoß,

durch den Neutronen mit der Geschwindigkeit $\vec{v}'$ in solche mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ übergeführt werden, wird durch den Integralkern $\Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \mid \vec{v}')$ charakterisiert, der zeitrevertierte Stoß, bei dem Neutronen mit der zeitrevertierten Geschwindigkeit $-\vec{v}$ die zeitrevertierte Geschwindigkeit $-\vec{v}'$ erhalten, durch den Integralkern $\Sigma_{\text{sek}}(-\vec{v} \mid -\vec{v}')$.

Wir wollen voraussetzen, daß der Integralkern $\Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \mid \vec{v}')$ nur von Skalaren abhängig sei:

$$\Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \mid \vec{v}') = \Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \cdot \vec{v}', v, v'); \tag{10}$$

in der einschlägigen Literatur[2] wird die weitreichende Gültigkeit dieser Annahme näher begründet. Aus (10) folgt dann

$$\Sigma_{\text{sek}}(-\vec{v} \mid -\vec{v}') = \Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \mid \vec{v}'). \tag{11}$$

Wie die Transportgleichung, so kann auch die adjungierte Transportgleichung aus der Betrachtung einer Neutronenbilanz abgeleitet werden. Diese Bilanz wird nach dem zeitrevertierten Stoß, auf der Primärseite, vorgenommen; Gegenstand der Betrachtung ist der auf ein Volumselement des sechsdimensionalen Phasenraumes $d^{(\rightarrow)}r\, d^{(\rightarrow)}v'$ bezogene Neutronengewinn, bzw. -verlust je Zeiteinheit; als abhängige Feldvariable führt man zweckmäßigerweise den adjungierten Geschwindigkeitsfluß

$$\psi^+(\vec{r}, \vec{v}') = v' N^+(\vec{r}, \vec{v}') \tag{12}$$

ein, wobei $N^+(\vec{r}, \vec{v}')$ die Anzahl der Neutronen je Phasenelement $d^{(\rightarrow)}r\, d^{(\rightarrow)}v'$ nach dem zeitrevertierten Stoß bedeutet.

Als Neutronengewinn je Element des Phasenraumes $d^{(\rightarrow)}r\, d^{(\rightarrow)}v'$ scheinen die freiwerdenden Neutronen der Primärseite $\Sigma(v')\, \psi^+(\vec{r}, \vec{v}')$ auf; der Neutronenverlust setzt sich zusammen aus den Termen für

1. die Leckage

$$\vec{\Omega}' \cdot \vec{\nabla} \psi^+(\vec{r}, \vec{v}'),$$

2. die Gesamtheit der Neutronen, deren Geschwindigkeit sich zufolge des zeitrevertierten Stoßes ändert

$$\int d^{(\rightarrow)}v\, \Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \mid \vec{v}')\, \psi^+(\vec{r}, \vec{v}),$$

3. die Neutronenfremdsenke

$$S^+(\vec{r}, \vec{v}').$$

So erhält man

$$\left(-\vec{\Omega}' \cdot \vec{\nabla} + \Sigma(v')\right) \psi^+(\vec{r}, \vec{v}') - \int d^{(\rightarrow)}v\, \Sigma_{\text{sek}}(\vec{v} \mid \vec{v}')\, \psi^+(\vec{r}, \vec{v}) = S^+(\vec{r}, \vec{v}'). \tag{13}$$

[2] Vgl. etwa B. DAVISON [1].

Aus (13) wird nach der Definition

$$\Sigma_{\text{sek}}(\vec{v}'|\vec{v}) \equiv \Sigma^{+}_{\text{sek}}(\vec{v}|\vec{v}') \tag{14}$$

und nach jener zweckmäßigen und gestatteten Umbenennung der Geschwindigkeiten, die $\vec{v}'$ in $\vec{v}$, $\vec{v}$ in $\vec{v}'$ überführt, die adjungierte Transportgleichung

$$\left(-\vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}+\Sigma(v)\right)\psi^{+}(\vec{r},\vec{v}) -$$

$$-\int d^{(\rightarrow)}\vec{v}'\,\Sigma^{+}_{\text{sek}}(\vec{v}|\vec{v}')\,\psi^{+}(\vec{r},\vec{v}') \equiv \mathscr{T}^{+}\psi^{+}(\vec{r},\vec{v}) = S^{+}(\vec{r},\vec{v}). \tag{15}$$

Die zu (1) adjungierte Integrodifferentialgleichung (15) beschreibt die Neutronenverteilung gemäß jenem in der Natur nicht beobachteten Vorgang, demzufolge Neutronen von außen in ein unterkritisches System dringen, durch Stöße an Energie gewinnen, sich schließlich im Mittel mit $\nu - 1$ Neutronen und zwei oder drei Kernfragmenten zu einem angeregten Zwischenkern vereinigen, der ein Neutron emittiert, welches den beschriebenen Vorgang wiederholt oder in einer von der Neutronenintensität des Systems unabhängigen Fremdsenke absorbiert wird.

3. Eine Reziprozitätsrelation

Die Greensche Funktion zum Transportoperator genügt einer Reziprozitätsrelation. Wir werden zeigen, daß

$$G(\vec{r}_0,\vec{v}_0|\vec{r},\vec{v}) = G^{+}(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0). \tag{16}$$

$G^{+}(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0)$ gibt das adjungierte Feld (Geschwindigkeitsfluß) im Feldpunkt $\vec{r}$ mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$, das von einer monoenergetischen, unidirektionalen Punktquelle von Einheitsintensität im Quellpunkt $\vec{r}_0$ mit der Quellgeschwindigkeit $\vec{v}_0$ herrührt, also Lösung der Gleichung

$$\left(-\vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}+\Sigma(v)\right)G^{+}(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0) - \int d^{(\rightarrow)}\vec{v}'\,\Sigma^{+}_{\text{sek}}(\vec{v}|\vec{v}')\,G^{+}(\vec{r},\vec{v}'|\vec{r}_0,\vec{v}_0) \equiv$$

$$\equiv \mathscr{T}^{+}G^{+}(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0) = \delta(\vec{r}-\vec{r}_0)\,\delta(\vec{v}-\vec{v}_0) \tag{17}$$

ist. Zugleich mit (9) betrachten wir die adjungierte Transportgleichung

$$\left(-\vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}+\Sigma(v)\right)G^{+}(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_1,\vec{v}_1) -$$

$$-\int d^{(\rightarrow)}\vec{v}\,\Sigma^{+}_{\text{sek}}(\vec{v}|\vec{v}')\,G^{+}(\vec{r},\vec{v}'|\vec{r}_1,\vec{v}_1) = \delta(\vec{r}-\vec{r}_1)\,\delta(\vec{v}-\vec{v}_1) \tag{18}$$

mit den intermediären unabhängigen Quellvariablen $\vec{r}_1$ und $\vec{v}_1$. Wird nun linksseitig (9) mit $G^{+}(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_1,\vec{v}_1)$, (18) mit $G(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0)$ multipliziert, der zweite so entstehende Ausdruck vom ersten abgezogen und über die gesamten Koordinaten- und Geschwindigkeitsräume der Feldvariablen (Feld-Phasenraum) integriert, so erhält man

$$\int d^{(\rightarrow)}\vec{r} \int d^{(\rightarrow)}\vec{v}\, [G^+(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_1,\vec{v}_1)\,\vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}G(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0) -$$

$$+ G(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0)\,\vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}G^+(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_1,\vec{v}_1)] -$$

$$- \int d^{(\rightarrow)}\vec{r} \int d^{(\rightarrow)}\vec{v} \int d^{(\rightarrow)}\vec{v}'\, [G^+(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_1,\vec{v}_1)\,\Sigma_{\text{sek}}(\vec{v}|\vec{v}')\,G(\vec{r},\vec{v}'|\vec{r}_0,\vec{v}_0) -$$

$$- G(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0)\,\Sigma_{\text{sek}}(\vec{v}|\vec{v}')\,G^-(\vec{r},\vec{v}'|\vec{r}_1,\vec{v}_1)] =$$

$$= \int d^{(\rightarrow)}\vec{r} \int d^{(\rightarrow)}\vec{v}\, [G^+(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_1,\vec{v}_1)\,\delta(\vec{r}-\vec{r}_0)\,\delta(\vec{v}-\vec{v}_0)$$

$$- G(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0)\,\delta(\vec{r}-\vec{r}_1)\,\delta(\vec{v}-\vec{v}_1)] =$$

$$= G^+(\vec{r}_0,\vec{v}_0|\vec{r}_1,\vec{v}_1) - G(\vec{r}_1,\vec{v}_1|\vec{r}_0,\vec{v}_0). \tag{19}$$

Das Volumsintegral über den ersten Ausdruck innerhalb der ersten und zweiten Zeile von (19) läßt sich in ein Hüllenintegral über den sogenannten *bilinearen Konkommitanten*[3] zum Differentialoperator $\vec{\Omega}\cdot\vec{\Gamma}$, nämlich

$$\oint d\vec{S}\cdot\vec{\Omega}\,[G^+(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_1,\vec{v}_1)\,G(\vec{r},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0)],$$

verwandeln. Da sich die homogene Randbedingung der Transportgleichung (9) und die dazu adjungierte Randbedingung der adjungierten Transportgleichung (18) — welche ausdrückt, daß an der freien Oberfläche des Systems der adjungierte Geschwindigkeitsfluß für sämtliche aus dem System weisenden Richtungen verschwindet — in

$$\left.\begin{aligned} G(\vec{s},\vec{v}|\vec{r}_0,\vec{v}_0)\\ G^+(\vec{s},\vec{v}|\vec{r}_1,\vec{v}_1)\end{aligned}\right\} = 0, \qquad \text{immer wenn} \qquad \begin{cases}\vec{\Omega}\cdot d\vec{S} < 0\\ \vec{\Omega}\cdot d\vec{S} > 0\end{cases} \tag{20}$$

zusammenfassen lassen, folgt aus (20) das Verschwinden des Ausdrucks der ersten und zweiten Zeile von (19).

Der Ausdruck in der eckigen Klammer der dritten und vierten Zeile von (19) wird, wie ersichtlich, sowohl im Konfigurationsraum der gestrichenen als auch ungestrichenen Geschwindigkeiten integriert. Da, wie es der Fall ist, die nicht besonders angedeuteten Integrationsgrenzen beider Volumsintegrale im Konfigurationsraum der Geschwindigkeiten identisch sind, dürfen die beiden unabhängigen Integrationsvariablen umbenannt werden: $\vec{v}\to\vec{v}'$; $\vec{v}'\to\vec{v}$. Bei Berücksichtigung der Definition für den adjungierten Integralkern, (14), folgt sodann unmittelbar auch das Verschwinden des Ausdrucks der dritten und vierten Zeile von (19) und schließlich, da $\vec{r}_1$ und $\vec{v}_1$ die beliebigen Werte $\vec{r}$ und $\vec{v}$ annehmen

[3] Vgl. etwa P. M. MORSE und H. FESHBACH [2].

kann, die Richtigkeit von (16). Abb. 2 zeigt schematisch den Zusammenhang zwischen GREENscher und adjungierter GREENscher Funktion.

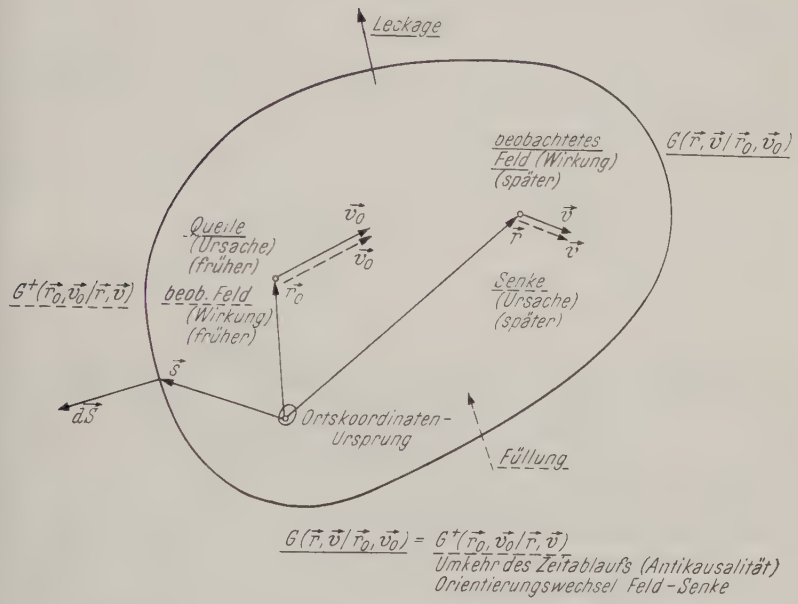


Abb. 2. Schematische Darstellung des Zusammenhanges zwischen GREENscher und adjungierter GREENscher Funktion

4. Eigenwert- und adjungiertes Eigenwertproblem (Orthogonalitätsrelationen)

Die homogene Integrodifferentialgleichung, die man erhält, wenn man (1) verkürzt, ist im allgemeinen bei vorgegebener (unterkritischer) geometrischer Dimension und vorgegebenen kernphysikalischen Eigenschaften überbestimmt. Durch Einführung eines passend gewählten Parameters gelangt man zu einer Eigenwertgleichung; als freien Parameter, den Eigenwert, wollen wir die in linearer Abhängigkeit auftretende fiktive (mittlere) Spaltneutronenzahl ν wählen. So erhalten wir

$$(\vec{\Omega}\cdot\vec{\nabla}+\Sigma(v)-\mathscr{S}_s)\,\psi(\vec{r},\vec{v})=\nu\,\mathscr{S}_f\,\psi(\vec{r},\vec{v}); \tag{21}$$

die Integraloperatoren $\mathscr{S}_s$ und $\mathscr{S}_f$ haben dabei die in (4) festgelegte Bedeutung.

Zufolge der Einschränkung der Lösungsmannigfaltigkeit durch die weiter unten angegebenen homogenen Randbedingungen wird (21) nur durch eine diskrete, abzählbar unendliche Anzahl von bestimmten, ausgezeichneten Werten von ν, den Eigenwerten der Transportgleichung erfüllt; wir wollen sie durch ν_k kennzeichnen. Ihnen sollen die Eigen-

lösungsfelder (Eigenfunktionen) $\psi_k(\vec{r}, \vec{v})$ in eindeutiger Weise entsprechen:

$$(\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma(v) - \mathscr{S}_s)\, \psi_k(\vec{r}, \vec{v}) = \nu_k \mathscr{S}_f \psi_k(\vec{r}, \vec{v}). \tag{22}$$

Der Subindex $k = 0, 1, 2, 3, \ldots$ zeigt die verschiedenen Eigenwerte und Eigenfunktionen an.

Nach analogem Vorgang gewinnt man nach Verkürzung von (15) die adjungierte Eigenwertgleichung

$$(-\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma(v) - \mathscr{S}_s^+)\, \psi_{k'}^+(\vec{r}, \vec{v}) = \nu_{k'}^+ \mathscr{S}_f^+ \psi_{k'}^+(\vec{r}, \vec{v}). \tag{23}$$

Die zu (22), bzw. (23) gehörige Rand- und adjungierte Randbedingung lassen sich in

$$\left.\begin{aligned} \psi_k(\vec{s}, \vec{v}) \\ \psi_{k'}^+(\vec{s}, \vec{v}) \end{aligned}\right\} = 0, \qquad \text{immer wenn} \qquad \begin{cases} d\vec{S} \cdot \vec{\Omega} < 0 \\ d\vec{S} \cdot \vec{\Omega} > 0 \end{cases} \tag{24}$$

zusammenfassen; für beliebiges k wird für die Eigen- und adjungierten Eigenfunktionen die Randbedingung der Nichtnegativität fallengelassen. Dadurch verlieren die Eigenfunktionen — abgesehen von der niedrigsten Eigenfunktion — an unmittelbarer physikalischer Bedeutung. Schließlich ist die Bemerkung wesentlich, daß die Randbedingungen (24) eigenwertunabhängig sind.

Multipliziert man nun linksseitig (22) mit $\psi_{k'}^+(\vec{r}, \vec{v})$, desgleichen (23) mit $\psi_k(\vec{r}, \vec{v})$ und integriert man die Differenz der so gewonnenen Ausdrücke über das gesamte Volumen des Feld-Phasenraumes, dann ergibt sich in analoger Weise zu den (19) nachfolgenden Überlegungen das Verschwinden sowohl des Hüllenintegrals über den bilinearen Konkommitanten zu $\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}$,

$$\oint d\vec{S} \cdot \vec{\Omega}\, \psi_{k'}^+(\vec{r}, \vec{v})\, \psi_k(\vec{r}, \vec{v})$$

als auch des Ausdrucks

$$\int d^{(\rightarrow)}v \int d^{(\rightarrow)}v' \left[\psi_{k'}^+(\vec{r}, \vec{v})\, \Sigma_s(\vec{v} \mid \vec{v}')\, \psi_k(\vec{r}, \vec{v}') - \right.$$
$$\left. - \psi_k(\vec{r}, \vec{v})\, \Sigma_s^+(\vec{v} \mid \vec{v}')\, \psi_{k'}^+(\vec{r}, \vec{v}')\right].$$

Wir erhalten demnach

$$(\nu_k - \nu_{k'}^+) \int d^{(\rightarrow)}r \int d^{(\rightarrow)}v\, \psi_k(\vec{r}, \vec{v})\, \mathscr{S}_f^+ \psi_{k'}^+(\vec{r}, \vec{v}) =$$
$$= (\nu_k - \nu_{k'}^+) \int d^{(\rightarrow)}r \int d^{(\rightarrow)}v\, \psi_{k'}^+(\vec{r}, \vec{v})\, \mathscr{S}_f \psi_k(\vec{r}, \vec{v}) = 0. \tag{25}$$

Falls die $\psi_k(\vec{r}, \vec{v})$ ein vollständiges Funktionensystem bilden, sind die Eigenwerte von (22) auch die von (23) und man kann in diesem Falle

$$\nu_k = \nu_k^+ \tag{26}$$

setzen. Bekanntlich hängt die Entwickelbarkeit einer beliebigen, stückweise stetigen Funktion nach Eigen- und adjungierten Eigenfunktionen von der Vollständigkeit der den beiden letzteren entsprechenden Funktionensysteme ab. Wir wollen nun für das weitere — auf Grund von plausiblen Überlegungen — diese Vollständigkeit postulieren und den Beweis dafür übergehen.

Der Wert des Normierungsintegrals sei

$$\int d\vec{r} \int d\vec{v}\ \psi_k^-(\vec{r},\vec{v})\ \mathscr{S}_f\,\psi_{k'}(\vec{r},\vec{v}) =$$

$$= \int d\vec{r} \int d\vec{v}\ \psi_k(\vec{r},\vec{v})\ \mathscr{S}_f^+\ \psi_{k'}^+(\vec{r},\vec{v}) =$$

$$= \int d\vec{r} \int d\vec{v}\ \psi_k^+(\vec{r},\vec{v}) \int d\vec{v}'\,\Sigma_f(\vec{v}\,|\,\vec{v}')\,\psi_{k'}^+(\vec{r},\vec{v}') \equiv M_k; \qquad (27)$$

dann folgen aus (25) und (26) die Orthogonalitätsrelationen

$$\int d\vec{r} \int d\vec{v} \begin{Bmatrix} \psi_k(\vec{r},\vec{v})\ \mathscr{S}_f^-\ \psi_{k'}^-(\vec{r},\vec{v}) \\ \psi_{k'}^+(\vec{r},\vec{v})\ \mathscr{S}_f\,\psi_k(\vec{r},\vec{v}) \end{Bmatrix} = \delta_{kk'}\,M_k. \qquad (28)$$

$\delta_{kk'}$ bedeutet das KRONECKER δ-Symbol. (28) bringt zum Ausdruck, daß die Eigenfunktionen $\psi_k(\vec{r},\vec{v})$ zu den mit dem adjungierten Spaltoperator $\mathscr{S}_f^-$ transformierten adjungierten Eigenfunktionen $\psi_{k'}^-(\vec{r},\vec{v})$, also zu

$$\int d\vec{v}'\,\Sigma_f(\vec{v}\,|\,\vec{v}')\,\psi_{k'}^-(\vec{r},\vec{v}')$$

orthogonal sind; entsprechendes gilt für $\psi_{k'}^-(\vec{r},\vec{v})$.

5. Darstellung der Greenschen Funktion

Wir wollen nun zeigen, wie man die GREENsche Funktion zum Transportoperator darstellen kann. Dazu ist es notwendig, erst eine Darstellung für die sechsdimensionale δ-Funktion $\delta(\vec{r}-\vec{r}_0)\,\delta(\vec{v}-\vec{v}_0)$ anzugeben. Auf den Ansatz

$$\delta(\vec{r}-\vec{r}_0)\,\delta(\vec{v}-\vec{v}_0) = \sum_{k'} \delta_{k'}\,\psi_{k'}^-(\vec{r}_0,\vec{v}_0), \qquad (29)$$

in dem vorerst nur die Abhängigkeit von den Quellvariablen berücksichtigt wird und in dem sich die Summierung über alle möglichen adjungierten Eigenfunktionen erstreckt, wenden wir den (neunfachen) Integraloperator

$$\int d\vec{r}_0 \int d\vec{v}_0\ \psi_k(\vec{r}_0,\vec{v}_0) \int d\vec{v}_0'\,\Sigma_f(\vec{v}_0\,|\,\vec{v}_0')$$

an. Bei Berücksichtigung von (27) und (28) folgt sodann nach einigen elementaren Umformungen

$$\mathscr{S}_f \psi_k(\vec{r}, \vec{v}) = \sum_{k'} \delta_{kk'} \delta_k M_k = \delta_k M_k. \tag{30}$$

Führen wir (30) wieder in (29) ein, so ergibt sich eine Bilinearreihe für die δ-Funktion:

$$\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)\, \delta(\vec{v} - \vec{v}_0) = \sum_k \frac{1}{M_k} \psi_k^+(\vec{r}_0, \vec{v}_0) \int d^{(\rightarrow)}_{v'} \Sigma_f(\vec{v} \mid \vec{v}')\, \psi_k(\vec{r}, \vec{v}'). \tag{31}$$

Um nun eine Bilinearreihe für die GREENsche Funktion zu erhalten, führen wir sowohl den Ansatz

$$G(\vec{r}, \vec{v} \mid \vec{r}_0, \vec{v}_0) = \sum_k G_k \psi_k(\vec{r}, \vec{v}) \tag{32}$$

als auch (31) in (9) ein; wird dann noch (22) herangezogen, so folgt

$$\sum_k G_k(\nu_k - \nu)\, \mathscr{S}_f \psi_k(\vec{r}, \vec{v}) = \sum_k \frac{1}{M_k} \psi_k^+(\vec{r}_0, \vec{v}_0)\, \mathscr{S}_f \psi_k(\vec{r}, \vec{v}); \tag{33}$$

ein in (33) durchgeführter Koeffizientenvergleich fordert

$$G_k = \frac{\psi_k^+(\vec{r}_0, \vec{v}_0)}{(\nu_k - \nu) M_k}. \tag{34}$$

Somit findet man die folgende Darstellung der GREENschen Funktion als Bilinearreihe der Eigen- und adjungierten Eigenfunktionen:

$$G(\vec{r}, \vec{v} \mid \vec{r}_0, \vec{v}_0) = \sum_k \frac{\psi_k(\vec{r}, \vec{v})\, \psi_k^+(\vec{r}_0, \vec{v}_0)}{(\nu_k - \nu) M_k}. \tag{35}$$

Funktionentheoretisch gedeutet, besitzt (35) einfache Pole für $\nu_k = \nu$ mit Residuen proportional zu $\psi_k(\vec{r}, \vec{v})\, \psi_k^+(\vec{r}_0, \vec{v}_0)$. Die adjungierte GREENsche Funktion läßt sich nach analogem Vorgang bestimmen, sie folgt jedoch auch unmittelbar nach der Betrachtung der Reziprozitätsrelation (16); man erhält sie demnach durch Vertauschung der Feld- mit den Quellvariablen:

Nur am Rande sei festgestellt, daß man für die δ-Funktion auch den Ansatz

$$\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)\, \delta(\vec{v} - \vec{v}_0) = \sum_{k'} \delta_{k'} \psi_{k'}(\vec{r}, \vec{v}) \tag{37}$$

hätte treffen können. In diesem Falle wäre man nach Anwendung des Operators

$$\int d^{(\rightarrow)}_r \int d^{(\rightarrow)}_v \psi_k^+(\vec{r}, \vec{v}) \int d^{(\rightarrow)}_{v'} \Sigma_f(\vec{v} \mid \vec{v}')$$

zur Bilinearreihe

$$\delta(\vec{r}-\vec{r}_0)\,\delta(\vec{v}-\vec{v}_0)=\sum_k \frac{1}{M_k}\psi_k(\vec{r},\vec{v})\;\mathscr{S}_f^{+}\varphi_k\;(\vec{r}_0,\vec{v}_0) \tag{38}$$

gekommen. Die Darstellungen (31) und (38) sind äquivalent und bleiben selbst dann gültig, wenn in ihnen die Feld- mit den Quellvariablen vertauscht werden, weil die δ-Funktion in bezug auf die beiden letzteren symmetrisch ist.

Schließlich erfüllen die GREENsche und die adjungierte GREENsche Funktion die Relationen

$$\int d^{(\rightarrow)}\vec{r}\int d^{(\rightarrow)}\vec{v}\begin{Bmatrix}\mathscr{T}\,G(\vec{r},\vec{v}\,|\,\vec{r}_0,\vec{v}_0)\\ \mathscr{T}^{+}G^{+}(\vec{r},\vec{v}\,|\,\vec{r}_0,\vec{v}_0)\end{Bmatrix}=$$

$$=\int d^{(\rightarrow)}\vec{r}_0\int d^{(\rightarrow)}\vec{v}_0\begin{Bmatrix}\mathscr{T}\,G(\vec{r},\vec{v}\,|\,\vec{r}_0,\vec{v}_0)\\ \mathscr{T}^{+}G^{+}(\vec{r},\vec{v}\,|\,\vec{r}_0,\vec{v}_0)\end{Bmatrix}=1, \tag{39}$$

die sich aus (9), bzw. (17) nach den entsprechenden Integrationen ergeben.

6. Kritizität

Die Kenntnis der GREENschen Funktion für ein endliches multiplizierendes (neutronenvermehrende Eigenschaften aufweisendes) System versetzt uns in die Lage, das Kritizitätsproblem zu formulieren. Darunter soll die Festlegung jener Bedingung verstanden werden, unter welcher im System das Bestehen eines endlichen Neutronenfeldes im stationären Zustand selbst bei Abwesenheit einer Neutronenfremdquelle möglich ist.

Um eine Kritizitätsbedingung anzugeben sind Betrachtungen des dynamischen (zeitabhängigen) Verhaltens des Systems — wie sie zu diesem Zwecke in der Literatur vorwiegend angestellt werden[4] — nicht notwendig, soferne man von der stationären Transportgleichung ausgeht.

Inspektion von (6) zeigt, daß sich für ein kritisches System, $S(\vec{r},\vec{v})=0;\;\;0<\psi(\vec{r},\vec{v})<\infty$, die Forderung

$$\mathscr{T}^{-1}=\infty \tag{40}$$

ergibt. Nachdem das kritische Verhalten unabhängig von der (nichtvorhandenen) Quellverteilung ist, genügt es, eine beliebig situierte, monoenergetische unidirektionale Punktquelle von Einheitsintensität zu betrachten. In diesem Fall ist nämlich die entsprechende GREENsche Funktion bereits Repräsentant des inversen Transportoperators. Demnach ergibt sich die notwendige Kritizitätsbedingung

$$G(\vec{r},\vec{v}\,|\,\vec{r}_0,\vec{v}_0)=\infty. \tag{41}$$

(41) sagt aus, daß die GREENsche Funktion für ein kritisches System singulär wird, und gilt allgemein, unabhängig von der jeweiligen Art der Darstellung der GREENschen Funktion.

[4] Siehe etwa S. GLASSTONE und M. C. EDLUND [3].

Für den Fall der Darstellung durch (35) besteht (41) infolge der Beschränktheit der übrigen Ausdrücke zu Recht nur für

$$\nu_k - \nu = 0, \tag{42}$$

da aber nach dem verallgemeinerten LIOUVILLEschen Satz nur eine, nämlich die niedrigste Eigenfunktion an jeder Stelle innerhalb des Systems die Randbedingung der Nichtnegativität erfüllt, gelangen wir zur hinreichenden Kritizitätsbedingung

$$\nu_0 = \nu \tag{43}$$

und damit zu

$$\psi(\vec{r}, \vec{v}) = \text{constans}\, \psi_0(\vec{r}, \vec{v}). \tag{44}$$

Wir können also aussagen: In einem endlichen System ist die Neutronenverteilung dann durch die niedrigste Eigenfunktion der Transportgleichung (22) gegeben, wenn der niedrigste Eigenwert derselben, der von der Systemdimension und den kernphysikalischen Eigenschaften abhängig ist, mit der wahren, mittleren Spaltneutronenzahl ν übereinstimmt. Für unterkritische Systeme gilt immer $\nu_k > \nu$ und es ergibt sich dann die Neutronenverteilung als Linearkombination sämtlicher Eigenfunktionen.

7. Inhomogene Randbedingungen

Die Kenntnis der GREENschen Funktion zum Transportoperator ist Voraussetzung für die Lösung der inhomogenen Randwertaufgabe, bei welcher an der freien Oberfläche des Systems der Geschwindigkeitsfluß für noch zu ermittelnde Neutronengeschwindigkeiten vorgegeben ist. Zur Lösung dieses Problems vertauschen wir in der inhomogenen Transportgleichung sowohl die Operatoren als auch die unabhängigen Variablen des Feld-Phasenraumes mit jenen des Quell-Phasenraumes und erhalten auf diese Weise

$$(\vec{\Omega}_0 \cdot \vec{\nabla}_0 + \Sigma(v_0))\, \psi(\vec{r}_0, \vec{v}_0) - \int d\vec{v}_0' \, \Sigma_{\text{sek}}(\vec{v}_0 | \vec{v}_0')\, \psi(\vec{r}_0, \vec{v}_0') = S(\vec{r}_0, \vec{v}_0). \tag{45}$$

Dieselbe Vertauschung werde auch an der Gleichung für die adjungierte GREENsche Funktion vorgenommen:

$$(-\vec{\Omega}_0 \cdot \vec{\nabla}_0 + \Sigma(v_0))\, G^+(\vec{r}_0, \vec{v}_0 | \vec{r}, \vec{v}) -$$

$$- \int d\vec{v}_0' \, \Sigma^+_{\text{sek}}(\vec{v}_0 | \vec{v}_0')\, G^+(\vec{r}_0, \vec{v}_0' | \vec{r}, \vec{v}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)\, \delta(\vec{v} - \vec{v}_0). \tag{46}$$

Wird nun linksseitig (45) mit $G^+(\vec{r}_0, \vec{v}_0 | \vec{r}, \vec{v})$, (46) mit $\psi(\vec{r}_0, \vec{v}_0)$ multipliziert, die Differenz der so entstandenen Ausdrücke über das gesamte Volumen des Quell-Phasenraumes integriert und werden die

in Anschluß an (19) und (20) gebrachten Überlegungen angewendet, dann findet man

$$\int d\vec{v}_0^{(\rightarrow)} \oint d\vec{S}_0 \cdot \vec{\Omega}_0 \, [G^+(\vec{s}_0, \vec{v}_0 | \vec{r}, \vec{v}) \, \psi(\vec{s}_0, \vec{v}_0)] =$$

$$= \int d\vec{r}_0^{(\rightarrow)} \int d\vec{v}_0^{(\rightarrow)} \, G^+(\vec{r}_0, \vec{v}_0 | \vec{r}, \vec{v}) \, S(\vec{r}_0, \vec{v}_0) -$$

$$- \int d\vec{r}_0^{(\rightarrow)} \int d\vec{v}_0^{(\rightarrow)} \, \psi(\vec{r}_0, \vec{v}_0) \, \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \, \delta(\vec{v} - \vec{v}_0). \tag{47}$$

Bei Berücksichtigung der Reziprozitätsrelation (16) wird aus (47) schließlich

$$\psi(\vec{r}, \vec{v}) = \int d\vec{r}_0^{(\rightarrow)} \int d\vec{v}_0^{(\rightarrow)} \, G(\vec{r}, \vec{v} | \vec{r}_0, \vec{r}_0) \, S(\vec{r}_0, \vec{v}_0) -$$

$$- \int d\vec{v}_0^{(\rightarrow)} \oint d\vec{S}_0 \cdot \vec{\Omega}_0 \, [G(\vec{r}, \vec{v} | \vec{s}_0, \vec{v}_0) \, \psi(\vec{s}_0, \vec{v}_0)]. \tag{48}$$

Demnach setzt sich das Neutronenfeld im Innern des Systems aus zwei Beiträgen zusammen: aus dem bereits in der Einleitung angeführten Term, der die Abhängigkeit von der räumlich verteilten Fremdquelle darstellt, und einem weiteren, von der Randverteilung $\psi(\vec{s}_0, \vec{v}_0)$ abhängigen Term, der durch ein Hüllenintegral über die gesamte Systemoberfläche gegeben ist. Die Volumsintegration im Konfigurationsraum der Geschwindigkeiten erfaßt nur den durch die Bedingung $d\vec{S}_0 \cdot \vec{\Omega}_0 < 0$ beschränkten Halbraum der einwärts gerichteten Geschwindigkeiten, da

$$G(\vec{r}, \vec{v} | \vec{s}_0, \vec{v}_0) = 0, \qquad \text{immer wenn} \qquad d\vec{S}_0 \cdot \vec{\Omega}_0 > 0; \tag{49}$$

das heißt $G(\vec{r}, \vec{v} | \vec{s}_0, \vec{v}_0)$, betrachtet als Funktion der Quellvariablen, erfüllt — wie man sich mit einem Blick auf (35) leicht überzeugt — die adjungierten Randbedingungen und verschwindet demnach an der freien Oberfläche für alle nach außen gerichteten Geschwindigkeiten. Da für die einwärts gerichteten Geschwindigkeiten $d\vec{S}_0 \cdot \vec{\Omega}_0$ negativ ist, fällt der zweite Beitrag von (48) positiv aus. Für die nach außen gerichteten Geschwindigkeiten findet man die eindeutige Lösung $\psi(\vec{s}, \vec{v})$ aus (48); das Randwertproblem wäre also überbestimmt, würde man an der freien Oberfläche durch die inhomogene Randbedingung eine vorgegebene Verteilung der das System verlassenden Neutronen fordern.

Ohne die dazu nötigen Schritte im einzelnen zu wiederholen, sei festgestellt, daß man in analoger Weise zum obigen den adjungierten Geschwindigkeitsfluß an jeder Stelle im Innern des Systems und für jede Geschwindigkeit durch die Vorgabe der räumlich verteilten Senkenverteilung $S^+(\vec{r}_0, \vec{v}_0)$ einerseits und des nach außen gerichteten adjun-

gierten Geschwindigkeitsflusses an der Systemoberfläche, $\psi^{+}(\vec{s}_0, \vec{v}_0)$, andererseits, nach der Formel

$$\psi^{+}(\vec{r}, \vec{v}) = \int d\vec{r}_0^{(\rightarrow)} \int d\vec{v}_0^{(\rightarrow)} G^{+}(\vec{r}, \vec{v} \mid \vec{r}_0, \vec{v}_0)\, S^{+}(\vec{r}_0, \vec{v}_0) +$$

$$+ \int d\vec{v}_0^{(\rightarrow)} \oint d\vec{S}_0 \cdot \vec{\Omega}_0 \, G^{-}(\vec{r}, \vec{v} \mid \vec{s}_0, \vec{v}_0)\, \psi^{+}(\vec{s}_0, \vec{v}_0) \qquad (50)$$

findet. In diesem Fall beschränkt sich die Integration im Konfigurationsraum der Geschwindigkeiten auf den Halbraum der das System verlassenden Neutronen und es gilt

$$G^{+}(\vec{r}, \vec{v} \mid \vec{s}_0, \vec{v}_0) = 0, \qquad \text{immer wenn} \qquad d\vec{S}_0 \cdot \vec{\Omega}_0 < 0; \qquad (51)$$

das heißt die adjungierte GREENsche Funktion $G^{+}(\vec{r}, \vec{v} \mid \vec{s}_0, \vec{v}_0)$ erfüllt, als Funktion der Quellvariablen betrachtet, die (normalen) Randbedingungen, verschwindet demnach für alle einwärts weisenden Geschwindigkeiten. Für die nach außen gerichteten Geschwindigkeiten ist $d\vec{S}_0 \cdot \vec{\Omega}_0$ positiv und deshalb wird auch der Beitrag des Hüllenintegrals in (50) positiv. Da man für die nach innen gerichteten Geschwindigkeiten die eindeutige Lösung aus (50) findet, wäre schließlich das adjungierte Randwertproblem überbestimmt, würde man durch die inhomogene adjungierte Randbedingung eine vorgegebene Verteilung der in das System eintretenden Neutronen fordern.

Die Bedeutung des inhomogenen Rand- und des inhomogenen adjungierten Randwertproblems für die praktische Behandlung reaktorphysikalischer Probleme soll in einer folgenden Arbeit ausgeführt werden.

Wesentliche Teile dieser Arbeit sind in einem Unterabschnitt der Dissertation des Verfassers [4] enthalten.

Meinem verehrten Lehrer, Prof. Dr. E. LEDINEGG, danke ich für die Anregung zur vorliegenden Arbeit sowie für zahlreiche Diskussionen und Hinweise. Weiters danke ich Herrn Prof. Dr. P. URBAN, der mir die Teilnahme an der Herbsttagung 1959 der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft ermöglichte.

Literatur

1. B. DAVISON, Neutron Transport Theory, Oxford, 1957.
2. P. M. MORSE, and H. FESHBACH, Methods of Theoretical Physics, New York, McGraw-Hill Comp., 1953.
3. S. GLASSTONE, and M. C. EDLUND, Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand Comp., 1952.
4. G. F. KOHLMAYR, Zur Theorie des stationären Verhaltens eines unterkritischen Kernreaktors, Graz, T. H., Diss., 1959.

Zur Erklärung der Elektron-Myon Massendifferenz*

Von

Herbert Pietschmann

Institut für theoretische Physik der Universität Wien

Mit 2 Abbildungen

(*Eingegangen am 24. Dezember 1959*)

Elektron und μ-Meson haben innerhalb der Fehlergrenzen gleiches magnetisches Moment. ($\mu_e = 1{,}001\,165 \pm 0{,}000\,011$ BOHRsche Magnetonen [1] und $\mu_\mu = 1{,}0015 \pm 0{,}0006$ Myon-Magnetonen [2].) Ihr Massenunterschied ist jedoch beträchtlich. (Sei $m_e = 1$, dann ist $m_\mu = 206{,}7 \pm 0{,}2$.)

Nach einer Idee von J. SCHWINGER [3] soll dieser Massenunterschied durch Ankoppelung eines hypothetischen, isoskalaren Bosonfeldes von Spin 0 an das Myon-Feld erklärt werden, wobei angenommen wird, daß das Myon ohne dieses Feld die gleiche Masse wie das Elektron hätte. Durch eine derartige Ankoppelung eines Feldes erhält das Myon zusätzliche Energie (Feldenergie) und somit nach der bekannten Beziehung auch Masse, durch die die ursprüngliche „nackte Masse" verändert wird. Quantentheoretisch entspricht dieser Rückwirkung des Feldes die virtuelle Aussendung und Reabsorption eines Feldquants (Bosons); dieser Prozeß wird in der üblichen Weise durch einen FEYNMAN-Graphen veranschaulicht (Abb. 1).

Abb. 1

Abb. 2

SCHWINGER nannte die bis jetzt unbeobachteten Feldquanten σ-Mesonen. Durch sie wird aber nicht nur die Masse des Myons ver-

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

ändert, sondern auch dessen magnetisches Moment. Man kann sich vorstellen, daß durch den Rückstoß beim Aussenden des virtuellen σ-Mesons eine zusätzliche Bewegung des Ladungsschwerpunktes auftritt, welche ein anomales magnetisches Moment hervorruft. Der zugeordnete FEYNMAN-Graph ist in Abb. 2 dargestellt.

Die Problemstellung ist nun folgende: Ist es möglich, durch geeignete Wahl von Kopplungskonstante g und Masse $\varkappa$ der σ-Mesonen die Masse um 20 000% zu vergrößern, das magnetische Moment aber innerhalb der engen Fehlergrenzen unverändert zu lassen.

Es wurden vier Fälle in niedrigster, nichtverschwindender störungstheoretischer Näherung durchdiskutiert: Skalares und pseudoskalares σ-Meson, jeweils mit direkter und mit Gradientenkopplung. (Die ersten beiden Fälle wurden mit gewissen Einschränkungen schon von W. S. COWLAND [4] gerechnet.) Die Selbstmasse stellt sich dabei als divergentes Integral dar, das auf die bekannte Weise durch Einführung eines Abschneidimpulses konvergent gemacht wird. Es ergibt sich dann

$$\delta m/m = g^2/4\pi \cdot \{f_1(\lambda/m) + f_2(\varkappa/m)\} \tag{1}$$

Das anomale magnetische Moment ist vom Abschneidimpuls nicht abhängig.

$$\delta\mu/\mu_0 = g^2/4\pi \cdot h(\varkappa/m) \tag{2}$$

A. Skalares σ-Meson, skalare Kopplung:

$$f_1 = -\log(\lambda/m) \qquad \text{und} \qquad f_2 = \log(\varkappa/m) + \ldots$$

Es muß daher $\varkappa > \lambda$ sein, um positive Selbstmasse zu ergeben. Dies ist ein großer Nachteil der Theorie, da man den Abschneidimpuls gerne größer als alle vorkommenden Massen hätte. Es gilt aber $h \to 0$ mit $\varkappa \to \infty$, so daß für sehr großes $\varkappa$ Übereinstimmung mit den Experimenten erzielt werden kann; z. B. für $\varkappa \gtrsim 3\, m_N$, $g^2/4\pi \approx 2$, $\lambda \gtrsim m_N/3$, wenn m_N die Nukleonmasse ist.

B. Pseudoskalares σ-Meson, pseudoskalare Kopplung:

$f_1 = \log(\lambda/m)$, so daß positive Selbstmasse gewährleistet ist. Außerdem hat h eine Nullstelle bei $\varkappa \approx 360\, m_e$. Dort wäre die Myonmasse mit $\lambda \sim m_N$ und $g^2/4\pi \approx 6$ zu erklären. Allerdings müßte es als sonderbarer Zufall bezeichnet werden, wenn sich das σ-Meson gerade jene Nullstelle für seine Masse ausgesucht hätte und zudem wäre es dann unwahrscheinlich, daß dieses Teilchen bis jetzt unbeobachtet blieb, da es bei so geringer Masse nicht in Pionen zerfallen kann.

C. Skalares σ-Meson, vektorielle Kopplung:

Sie liefert keine Selbstmasse, was durch das Äquivalenztheorem schon vorausgesagt wird.

D. Pseudoskalares σ-Meson, pseudovektorielle Kopplung:

f_1 enthält nun λ quadratisch und negativ. Zur Kompensation muß wieder $\varkappa > \lambda$ sein, jedoch liegen die Verhältnisse günstiger als im skalaren Fall. Es gilt wieder $h \to 0$ mit $\varkappa \to \infty$. Schon bei $\varkappa \gtrsim 2\, m_N$, $\lambda \approx m_N$, $g^2/4\pi \approx 1/15$ kann Übereinstimmung mit den Experimenten erzielt werden. Dabei gibt die Möglichkeit, den Entwicklungsparameter klein zu machen, diesem Fall besondere Bedeutung.

Ergänzend sei noch bemerkt, daß in einer anderen Theorie von G. Marx und K. L. Nagy [5] das K-Mesonfeld an das Myonfeld angekoppelt wurde; dabei werden jedoch aus Isobarenspin-Erhaltungsgründen virtuelle K-Mesonen immer paarweise emittiert und absorbiert. Es ergab sich kein Widerspruch zu den Experimenten.

Literatur

1. P. Franken und S. Liebes, Phys. Rev. **104**, 1197 (1956).
2. R. A. Lundy u. a., Phys. Rev. Lett. **1**, 38 (1958).
3. J. Schwinger, Annals of Phys. **2**, 407 (1957).
4. W. S. Cowland, Nucl. Phys. **8**, 397 (1958).
5. G. Marx und K. L. Nagy, Nucl. Phys. **12**, 125 (1959).

Über die Bestrahlung des zentralen Nervensystems von Ratten mit 900-MeV-alpha-Teilchen des 184-Zoll-Zyklotrons in Berkeley, Kalifornien*

Von

Georg Tisljar-Lentulis, Wien

(*Eingegangen am 17. Oktober 1959*)

Im Zuge der mannigfaltigen Gehirnbestrahlungen mit dem Zyklotron, die vom Donner Laboratorium des Lawrence Radiation Laboratory der Universität in Berkeley durchgeführt werden und sowohl der strahlenbiologischen Grundlagenforschung wie auch therapeutischen Zwecken dienen, setzten sich diese Untersuchungen folgende Gesichtspunkte zum Ziel:

1. Die prompte tödliche Dosis für Ganzgehirnbestrahlungen, mit Einschluß des verlängerten Markes, im Falle von 900-MeV-alpha-Teilchen.

2. Elektrophysiologische Effekte dieser Teilchen, beobachtet mit Hilfe der Methoden der Elektroencephalographie.

3. Die Verwendungsmöglichkeit eines schmalen Spaltstrahles als gehirnchirurgisches Werkzeug.

4. Ursprung und Fortpflanzungswege elektrischer Gehirnwellen mit besonderer Berücksichtigung von Konvulsionen.

Dem Funktionieren einer elektroencephalographischen Apparatur während der Bestrahlung stellten sich erhebliche Schwierigkeiten entgegen. Die Störungen kamen hauptsächlich von der Zyklotron-Modulationsfrequenz (63 Hz) und dem auch im Bestrahlungsraum immer noch verhältnismäßig starken magnetischen Feld (25 Gauß). Der heutige Bericht stellt eine erste, in erster Linie technische Diskussion der bisher durchgeführten Versuche dar mit Angabe einiger vorläufiger Ergebnisse. Da die Position des Registriergerätes im Zuge der Erprobung der gesamten Anlage wiederholt gewechselt werden mußte, wurde zunächst nur ein Zweikanalregistriergerät verwendet.

Als Versuchstiere dienten 100- bis 400-g-Ratten, beiderlei Geschlechts, der Long-Evans Rasse. Anästhesiert wurde durch intraperitonale Injektion von Nembutal.

* Vortrag, gehalten auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, 6. bis 8. Oktober 1959.

Zur Abnahme der Potentiale dienten vier kommerzielle, unipolare, abgeschirmte Nadelelektroden, angesetzt an lobus frontalis und parietalis jeder Großhirnhemisphäre. Es erwies sich als notwendig, die Elektroden am Cortex anzusetzen, da es bisher nicht gelungen ist, unter den gegebenen Bedingungen artefaktfreie Encephalogramme von Haut- oder Schädelelektroden zu erhalten. Die Elektroden je einer Hemisphäre wurden zu einem Registrierungskanal zusammengefaßt.

Unmittelbar am abgeschirmten kombinierten Rattenkopf- und Elektrodenhalter, der im wesentlichen aus einer angepaßten stereotaxischen Maschine nach Krieg bestand, erfolgte Verstärkung der von den Elektroden aufgenommenen Potentiale im Verhältnis 1 : 100 durch je einen Tektronix Typ 123 Niederfrequenz-Vorverstärker. Durch doppelt abgeschirmte Kabel erfolgte sodann Weiterleitung zu dem ungefähr 20 m weit entfernten Meßraum, wo die Zusammenfassung der Elektroden zu zwei Kanälen und die Registrierung der Encephalogramme erfolgte.

Die Reichweite von 900-MeV-alpha-Teilchen beträgt in Körpersubstanz mehr als 30 cm. Die Versuchstiere befanden sich in jenem Teil der Braggkurve, in dem die spezifische Ionisation annähernd konstant ist. Dosimetrie erfolgte durch eine vor dem Tier im Strahlengang eingebaute Ionisationskammer. Die Intensitäten betrugen 500 bis 3000 rad/min.

An Aperturen gelangte eine kreisrunde, eine halbmondförmige und eine Spaltapertur von 0,5 mm Breite zur Anwendung. Es wurden Ganzgehirnbestrahlungen bis zum Exitus durchgeführt, ferner Bestrahlungen einer Hemisphäre allein, mit und ohne vorhergehender Bestrahlung des Corpus Callosum. Diese erfolgte mit der Spaltapertur und es wurden 40 000 rad verabreicht. Es wurde der Eindruck gewonnen, daß dabei eine prompte elektrophysiologische Inaktivierung des Corpus Callosum erfolgt.

Bei Ganzgehirnbestrahlungen der Ratten hört die Gehirnwellentätigkeit in der Gegend von 100 000 rad auf. Die Herztätigkeit geht dabei von normal 7/sek auf 2/sek zurück. Die Atemtätigkeit ist rasch und heftig. Nach Verabreichung von weiteren 10 000 bis 20 000 rad hört die Atmung auf. Nach weiteren 10 000 bis 20 000 rad tritt der Tod ein. Der gleiche Ablauf erfolgte verzögert bei Verabreichung geringerer Strahlendosen. Ein Effekt der Bestrahlungsintensitäten wurde nicht beobachtet, was möglicherweise auf die verhältnismäßig geringen Unterschiede zwischen den angewendeten Intensitäten zurückzuführen ist.

Zwei grundsätzlich unterschiedliche Arten von Veränderungen des Gehirnwellenbildes mit zunehmender Radionekrosis, deren Ursächlichkeit bis jetzt nicht geklärt werden konnte, wurden dabei festgestellt. Im einen Fall handelt es sich um ein kontinuierliches Abnehmen der Amplituden mit etwa gleichbleibender Frequenzverteilung. Im anderen Fall tritt bei 30 000 bis 50 000 rad ein deutliches Maximum der Amplituden auf, wobei die Zahl der beobachteten Frequenzen sowie die Frequenz selbst stark zurückgeht. Wiederholt wurde reiner Deltarhythmus

mit Frequenzen von 1 bis 2 pro Sekunde und Amplituden bis 400 Mikrovolt beobachtet. Konvulsionen traten nicht auf, was möglicherweise der tiefen Narkose und außerdem dem Umstand zuzuschreiben ist, daß diese bei Ratten selten beobachtet werden.

Im Fall von Hemisphärektomie wurden in der bestrahlten Gehirnhälfte die gleichen Phänomene beobachtet. Kontralateral tritt ebenfalls der gleiche Veränderungsablauf ein, jedoch sehr stark verzögert. Im Falle der Vorbestrahlung des Corpus Callosum wurden keine Veränderungen in der nicht bestrahlten Hemisphäre beobachtet, vorausgesetzt, daß Oedemeffekte durch vorangegangenes operatives Entfernen des Calvarium ausgeschaltet wurden. Eine elektrophysiologische Separation der beiden Hemisphären erscheint also auf diesem Wege durchführbar, wodurch sich die Möglichkeit ergibt, die Auswirkungen ionisierender Strahlung auf den Cortex durch Bestrahlung einer Hemisphäre allein zu studieren und die andere als Kontrolle zu verwenden.

On the Application of the Stability Theory of Differential Systems to the Stability of Motion of a Missile

Part II

By

L. Pottsepp and **M. Z. v. Krzywoblocki**

University of Illinois, U. S. A.

(Received May 25, 1959)

3. Stability of Motion

3.1. Fundamental Considerations

In view of the foregoing discussion, equation (2.6.15) constitutes a system of linear, first order, non-homogeneous differential equations with variable coefficients. The solution of this system may be represented by (Ref. 1, p. 12)

$$w = z + Y(p) \int_0^p Y^{-1}(\tau)\, \delta(\tau)\, d\tau, \tag{3.1.1}$$

where Y satisfies

$$\frac{dY}{dp} = C\, Y, \qquad Y(0) = I, \tag{3.1.2}$$

and z is the solution of the corresponding homogeneous equation

$$\frac{dz}{dp} = C\, z, \qquad z(0) = w(0) = z_0, \tag{3.1.3}$$

where z_0 denotes the initial value of w.

Equation (3.1.1) may be written more compactly as (Ref. 1, p. 11)

$$w = Y\, z_0 + v(p), \tag{3.1.4}$$

where

$$v(p) = Y(p) \int_0^p Y^{-1}(\tau)\, \delta(\tau)\, d\tau. \tag{3.1.5}$$

In exterior ballistics, the motion of a projectile is defined to be stable if, in the limit as $p \to \infty$, the motion does not depend upon the

initial conditions (Ref. 8, p. 618). To be precise, the motion is called stable if

$$\lim_{p \to \infty} ||z|| = 0. \tag{3.1.6}$$

This convention is adopted for the present work. The investigation of stability of motion then consists of finding the conditions under which the property $\lim_{p \to \infty} ||z|| = 0$ is preserved.

If the coefficient matrix C is constant, these conditions are given by (1.3.1). If C is a variable matrix, it may be taken to be of the form $C = A + B(p)$ and the stability requirements are given by (1.4.16) and (1.4.17).

From the representation of w in equation (3.1.4) it is evident that if the motion is stable in the sense defined here, it does not necessarily follow that $\lim_{p \to \infty} ||w|| = 0$.

Rather,

$$\lim_{p \to \infty} ||w|| \leqslant \lim_{p \to \infty} ||v(p)||, \tag{3.1.7}$$

and the latter limit may, or may not, be zero.

The components of the integral $v(p)$ have been computed by an approximate method in Reference 8.

Let

$$v(p) = \begin{Bmatrix} \tilde{\lambda}_1 \\ \tilde{\mu}_1 \\ \tilde{\lambda}_2 \\ \tilde{\mu}_2 \end{Bmatrix}, \tag{3.1.8}$$

[see equation (2.6.8)] and

$$\tilde{\lambda} = \tilde{\lambda}_1 + i\,\tilde{\lambda}_2, \qquad \tilde{\mu} = \tilde{\mu}_1 + i\,\tilde{\mu}_2. \tag{3.1.9}$$

The quantity $\tilde{\lambda}$ is referred to as the yaw of repose and is approximately given by (Ref. 8, p. 628)

$$\tilde{\lambda} = -\,g\,\frac{du^{-2}\cos\theta\,(-J_D - J_H k^{-2} - 2\,g\,du^{-2}\sin\theta + i\,\nu\,A\,B^{-1})}{(J_D - J_N + i\,\nu J_F)\,i\,\nu A\,B^{-1} + i\,k^{-2}(\nu J_T - i\,J_M)}. \tag{3.1.10}$$

If the body is fin-stabilized and the spin $\nu = 0$, the above reduces to

$$\tilde{\lambda} = g\,du^{-2}\cos\theta\,(-J_D - J_H k^{-2} - 2\,g\,du^{-2}\sin\theta)\,k^2\,J_M^{-1}. \tag{3.1.11}$$

For a spin-stabilized body with normal spin ($\nu A/B$ is of the order of 1/50), the following approximation may be used (Ref. 8, p. 629)

$$\tilde{\lambda} = g\,\frac{d\cos\theta\,i\,\nu A}{u^2\,m\,d^2\,J_M}. \tag{3.1.12}$$

Corresponding to the yaw of repose, the angular velocity $\tilde{\mu}$ may be approximated by (Ref. 8, p. 630)

$$\tilde{\mu} = g \frac{d \cos \theta}{u^2 (\nu J_{XF} + i)}. \tag{3.1.13}$$

From equations (3.1.11), (3.1.12) and (3.1.13), it is evident that the integral $v(p)$ will remain small provided that the velocity u is sufficiently large.

3.2. Stability in the Case of Constant Aerodynamic Coefficients

For the sake of comparison with other results the case of constant aerodynamic coefficients and constant spin will be considered. Under these assumptions, $B = 0$ in equation (2.6.15) and the stability criteria are given by the inequalities (1.3.1).

The characteristic roots x of A satisfy

$$\det \{A - x I\} = 0, \tag{3.2.1}$$

where $\det \{A\}$ denotes the determinant of the matrix A, and I the identity matrix.

Introducing the submatrices

$$A_1 = \begin{Bmatrix} a_0 & b_0 \\ -c_0 & d_0 \end{Bmatrix}, \qquad A_2 = \begin{Bmatrix} -e_0 & f_0 \\ g_0 & -h_0 \end{Bmatrix}, \tag{3.2.2}$$

it follows from equation (2.6.12) that the matrix A may be written in the compact form

$$A = \begin{Bmatrix} A_1 & A_2 \\ -A_2 & A_1 \end{Bmatrix}, \tag{3.2.3}$$

and equation (3.2.1) becomes

$$\det \begin{Bmatrix} A_1 - x I & A_2 \\ -A_2 & A_1 - x I \end{Bmatrix} = 0. \tag{3.2.4}$$

Elementary operations on the matrix of the above determinant yield

$$\det \begin{Bmatrix} A_1 - x I & A_2 \\ -A_2 & A_1 - x I \end{Bmatrix} = \det \begin{Bmatrix} A_1 - x I - i A_2 & i(A_1 - x I) + A_2 \\ -A_2 & A_1 - x I \end{Bmatrix}$$

$$= \det \begin{Bmatrix} A_1 - i A_2 - x I & 0 \\ -A_2 & A_1 + i A_2 - x I \end{Bmatrix} = 0. \tag{3.2.5}$$

Using LAPLACE expansion, equations (3.2.5), reduces to

$$\det (A_1 + i A_2 - x I) \det (A_1 - i A_2 - x I) = 0. \tag{3.2.6}$$

Hence, the characteristic roots of A are the roots of the polynomials

$$\det (A_1 + i A_2 - x I) = 0 \tag{3.2.7 a}$$

and

$$\det (A_1 - i A_2 - x I) = 0. \tag{3.2.7 b}$$

Carrying out the indicated operations, equations (3.2.7 a) and (3.2.7 b) become

$$x^2 - (K - i\,L)\,x + M - i\,N = 0 \tag{3.2.8}$$

and

$$x^2 - (K + i\,L)\,x + M + i\,N = 0, \tag{3.2.9}$$

respectively, where

$$K = a_0 + d_0, \qquad L = e_0 + h_0, \tag{3.2.10}$$

and

$$\left.\begin{aligned} M &= a_0\,d_0 + b_0\,c_0 - (e_0\,h_0 + f_0\,g_0) \\ N &= a_0\,h_0 + d_0\,e_0 + b_0\,g_0 + c_0\,f_0. \end{aligned}\right\} \tag{3.2.11}$$

Comparing equation (3.2.8) with equation (3.2.9), it may be seen that the coefficients of the latter are simply the complex conjugates of those of the former; hence, the roots of equation (3.2.9) are the complex conjugates of the roots of equation (3.2.8). As a consequence, if x_1 and x_2 are the roots of equation (3.2.8) and if

$$R(x_1) < 0, \qquad R(x_2) < 0, \tag{3.2.12}$$

then

$$R(x_3) < 0, \qquad R(x_4) < 0, \tag{3.2.13}$$

where x_3 and x_4 are the roots of equation (3.2.9).

The roots of equation (3.2.8) are given by

$$x_1 = \frac{K - i\,L + \sqrt{P - i\,Q}}{2}, \tag{3.2.14}$$

$$x_2 = \frac{K - i\,L - \sqrt{P - i\,Q}}{2}, \tag{3.2.15}$$

where

$$P = K^2 - L^2 - 4\,M, \qquad Q = 2\,(K\,L - 2\,N). \tag{3.2.16}$$

From equations (3.2.14) and (3.2.15) the conditions $R(x_1) < 0$, $R(x_2) < 0$ become

$$\left.\begin{aligned} K + R\sqrt{P - i\,Q} &< 0, \\ K - R\sqrt{P - i\,Q} &< 0, \end{aligned}\right\} \tag{3.2.17}$$

or equivalently

$$-K > |R\sqrt{P - i\,Q}|, \qquad K < 0. \tag{3.2.18}$$

These inequalities may further be reduced to (Ref. 8, p. 620)

$$-P > -K^2 + \frac{Q^2}{4\,K^2}, \qquad K < 0. \tag{3.2.19}$$

Using equation (3.2.16), the above becomes

$$\frac{-4\,M}{L^2} < 1 - \left\{\frac{K - 2\,N/L}{K}\right\}^2, \tag{3.2.20 a}$$

$$K < 0. \tag{3.2.20 b}$$

As is pointed out in Reference 8, the J terms are usually small and may be neglected in comparison with terms of the order of magnitude of A/B or 1. In addition, terms of the order of J^2 may be neglected in comparison with J. With these approximations

$$\left.\begin{aligned} K &= a_0 + d_0 = 2\,(J_{D_0} + J_{G_0}) - J_{N_0} - J_{H_0} k^{-2}, \\ L &= e_0 + h_0 \cong \nu_0 \frac{A}{B}, \\ M &= a_0 d_0 + b_0 c_0 - (e_0 h_0 + f_0 g_0) \cong -\frac{J_{M_0}}{k^2}, \\ N &= a_0 h_0 + d_0 e_0 + b_0 g_0 + c_0 f_0 \cong \nu_0 \left\{\frac{J_{T_0}}{k^2} + \frac{A}{B}\,(J_{D_0} - J_{N_0} + J_{G_0})\right\}, \end{aligned}\right\} \tag{3.2.21}$$

[see (2.6.13)] and equations (3.2.20 a) and (3.2.20 b) become

$$\left.\begin{aligned} \frac{4\,J_{M_0} B^2}{k^2 \nu_0^2 A^2} &< 1 - \left\{\frac{J_{N_0} - J_{H_0} k^{-2} - 2\,J_{T_0} B\,k^{-2} A^{-1}}{2\,(J_{D_0} + J_{G_0}) - J_{H_0} k^{-2} - J_{N_0}}\right\}^2, \\ 2\,(J_{D_0} + J_{G_0}) - J_{N_0} - J_{H_0} k^{-2} &< 0. \end{aligned}\right\} \tag{3.2.22}$$

With a few manipulations, this result may be reduced to precisely the same form as the classical stability criteria of exterior ballistics (Ref. 8, p. 621).

Since the spin ν and all of the J's were assumed to be constant, equation (2.5.9) gives

$$\frac{d\nu_0}{dp} = \nu_0 \left(J_{D_0} - J_{A_0} \frac{m\,d^2}{A} + J_{G_0}\right) = 0. \tag{3.2.23}$$

Hence,

$$J_{D_0} = J_{A_0} \frac{m\,d^2}{A} - J_{G_0}. \tag{3.2.24}$$

Assuming the trajectory to be nearly horizontal so that

$$J_{G_0} = g \frac{d \sin\theta}{u^2} \cong 0,$$

and using equation (3.2.24), the inequalities (3.2.22) may be written as

$$\left.\begin{aligned} \frac{4\,J_{M_0} B^2}{k^2 \nu_0^2 A^2} &< 1 - \left\{\frac{J_{N_0} - J_{D_0} - J_{H_0} k^{-2} - 2\,J_{T_0} B\,k^{-2} A^{-1} + J_{A_0} m\,d^2 A^{-1}}{J_{D_0} - J_{N_0} - J_{H_0} k^{-2} + J_{A_0} m\,d^2 A^{-1}}\right\}^2, \\ J_{D_0} + J_{A_0} m\,d^2 A^{-1} - J_{N_0} - J_{H_0} k^{-2} &< 0. \end{aligned}\right. \tag{3.2.25 a}$$

In Reference 8 (p. 621), the stability criteria were given as

$$\left.\begin{aligned} \frac{4\,J_M B^2}{k^2 \nu^2 A^2} &< 1 - \left\{\frac{J_N - J_D - J_H k^{-2} - 2\,J_T B\,k^{-2} A^{-1} + J_A m\,d^2 A^{-1}}{J_D - J_N - J_H k^{-2} + J_A m\,d^2 A^{-1}}\right\}^2, \\ J_D + J_A m\,d^2 A^{-1} - J_N - J_H k^{-2} &< 0, \end{aligned}\right. \tag{3.2.25 b}$$

where the J's were assumed to be slowly varying functions of $\bar{p}$. Comparing this with (3.2.25 a) it may be seen that the two results have exactly the same functional form.

An interesting feature of inequalities (3.2.22) or (3.2.25 a) is that the spin ν does not appear on the right hand side of these inequalities. As a result of this feature, the spin necessary to attain stability may be easily computed.

In practice it is convenient to distinguish between two classes of aerodynamic shapes: those with $J_{M_0} > 0$ and those with $J_{M_0} < 0$. The latter will be referred to as fin-stabilized shapes and the former as spin-stabilized shapes.

If $J_{M_0} > 0$, the approximation (3.2.21) gives $M < 0$. As a result, the right hand side of (3.2.20 a) must be positive.

That is

$$\left\{\frac{K - 2N/L}{K}\right\}^2 < 1 \tag{3.2.26}$$

or

$$(KL - 2N)^2 < L^2 K^2. \tag{3.2.27}$$

Since $KL - 2N = Q/2$, the above becomes

$$\frac{Q^2}{L^2} < 4K^2 \tag{3.2.28}$$

or equivalently

$$\frac{Q}{L} \pm 2K < 0. \tag{3.2.29}$$

Since $K < 0$, this is satisfied by

$$\frac{Q}{L} < 0, \qquad -\frac{Q}{L} > -2K. \tag{3.2.30}$$

Hence, a missile with $J_{M_0} > 0$ is capable of spin stabilization if $Q/L < 0$, $-Q/L > -2K$; and the required amount of spin may be computed from (3.2.22).

For bodies with $J_{M_0} < 0$, $M > 0$ and the left hand side of (3.2.20 a) is always negative. If the inequality (3.2.28) is satisfied, the right hand side of (3.2.20 a) will be positive and the body will be stable regardless of the amount of spin.

If the right hand side of (3.2.20 a) is negative so that

$$\frac{Q^2}{L^2} > 4K^2, \tag{3.2.31}$$

the inequality (3.2.20 a) may be rewritten as

$$\frac{4M}{\left(\frac{Q}{2LK}\right)^2 - 1} > L^2 \cong \nu_0^2 \left(\frac{A}{B}\right)^2. \tag{3.2.32}$$

The above inequality shows that, in this case, the square of the spin must be less than a given amount.

If the spin ν_0 is negligibly small, the stability criteria derived here take a particularly simple form. Under this assumption equation (3.2.21) yields the results

$$L \cong 0, \qquad N \cong 0, \tag{3.2.33}$$

and equation (3.2.16) becomes

$$P \cong K^2 - 4M, \qquad Q \cong 0. \tag{3.2.34}$$

Using the above, the inequalities (3.2.19) reduce to the simple form

$$K < 0, \tag{3.2.35}$$

$$M > 0. \tag{3.2.36}$$

3.3. Stability in the Case of Variable Aerodynamic Coefficients

Considering the aerodynamic coefficients and the spin to be variable, these may be written in the form (2.6.10). The equations of motion are then given by equation (2.6.15) and the stability conditions are obtained from Theorem 1. The first stability requirement (1.4.16) is the same as that in the case of constant aerodynamic coefficients and is given by equations (3.2.20 a) and (3.2.20 b). To satisfy the second stability requirement (1.4.17), constants α and β satisfying (1.4.18) must be found. This will be accomplished by first deriving an explicit representation for the matrix Y satisfying

$$\frac{dY}{dp} = A\,Y, \qquad Y(0) = I. \tag{3.3.1}$$

The solution of equation (3.3.1) may be written in the form

$$Y = \begin{Bmatrix} W_1(p) & W_2(p) \\ -W_2(p) & W_1(p) \end{Bmatrix}, \tag{3.3.2}$$

where W_1 and W_2 are real matrices defined by $W_1 + i\,W_2 = W$ and W satisfies

$$\frac{dW}{dp} = (A_1 + i\,A_2)\,W, \qquad W(0) = I, \tag{3.3.3}$$

and A_1, A_2 are given by equation (3.2.2).

The assertion (3.3.2) may be proved readily. Separating the first of equations (3.3.3) into its real and imaginary parts, one obtains

$$\frac{dW_1}{dp} = A_1 W_1 - A_2 W_2, \qquad \frac{dW_2}{dp} = A_1 W_2 + A_2 W_1. \tag{3.3.4}$$

Differentiating equation (3.3.2) with respect to p and using equation (3.3.4) yields

$$\frac{dY}{dp} = \begin{Vmatrix} \frac{dW_1}{dp} & \frac{dW_2}{dp} \\ -\frac{dW_2}{dp} & \frac{dW_1}{dp} \end{Vmatrix} = \begin{Vmatrix} A_1 W_1 - A_2 W_2 & A_1 W_2 + A_2 W_1 \\ -A_1 W_2 - A_2 W_1 & A_1 W_1 - A_2 W_2 \end{Vmatrix} \tag{3.3.5}$$

$$= \begin{Vmatrix} A_1 & A_2 \\ -A_2 & A_1 \end{Vmatrix} \begin{Vmatrix} W & W_2 \\ -W_2 & W_1 \end{Vmatrix} = A\,Y.$$

From the condition $W(0) = I$, it follows that $W_2(0) = 0$, $W_1(0) = I$. Hence,

$$Y(0) = \begin{Vmatrix} W_1(0) & W_2(0) \\ -W_2(0) & W_1(0) \end{Vmatrix} = \begin{Vmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{Vmatrix} = I,$$

Q.E.D.

It now remains to find the solution of equation (3.3.3). Letting $A_1 + i A_2 = A_0$, this is given by

$$W = \left(\frac{e^{x_1 p} - e^{x_2 p}}{x_1 - x_2}\right) A_0 - \left(\frac{x_1 e^{x_2 p} - x_2 e^{x_1 p}}{x_1 - x_2}\right) I, \tag{3.3.6}$$

where x_1 and x_2 are the characteristic roots of A_0 computed in the previous section and given by equations (3.2.14) and (3.2.15).

To prove that equation (3.3.6) satisfies (3.3.3) the former is differentiated to yield

$$\frac{dW}{dp} = \left(\frac{x_1 e^{x_1 p} - x_2 e^{x_2 p}}{x_1 - x_2}\right) A_0 + x_1 x_2 \left(\frac{e^{x_2 p} - e^{x_1 p}}{x_1 - x_2}\right) I. \tag{3.3.7}$$

From equation (3.3.6)

$$A_0 W = \left(\frac{e^{x_1 p} - e^{x_2 p}}{x_1 - x_2}\right) A_0^2 + \left(\frac{x_1 e^{x_2 p} - x_2 e^{x_1 p}}{x_1 - x_2}\right) A_0. \tag{3.3.8}$$

Since every matrix satisfies its own characteristic equation (Cayley-Hamilton Theorem), equation (3.2.8) gives

$$A_0^2 - (K - i L) A_0 + (M - i N) I = 0. \tag{3.3.9}$$

From equations (3.2.14) and (3.2.15) it is evident that

$$\left.\begin{aligned} x_1 + x_2 &= K - i L, \\ -x_1 x_2 &= -M + i N, \end{aligned}\right\} \tag{3.3.10}$$

and equation (3.3.9) becomes

$$A_0^2 = (x_1 + x_2) A_0 - x_1 x_2 I. \tag{3.3.11}$$

With the help of (3.3.11), equation (3.3.8) becomes

$$\left.\begin{aligned} A_0 W &= \left(\frac{e^{x_1 p} - e^{x_2 p}}{x_1 - x_2}\right)\{(x_1 + x_2) A_0 - x_1 x_2 I\} + \left(\frac{x_1 e^{x_2 p} - x_2 e^{x_1 p}}{x_1 - x_2}\right) A_0 \\ &= \left(\frac{x_1 e^{x_1 p} - x_2 e^{x_2 p}}{x_1 - x_2}\right) A_0 + x_1 x_2 \left(\frac{e^{x_2 p} - e^{x_1 p}}{x_1 - x_2}\right) I = \frac{dW}{dp} \cdot \end{aligned}\right\} \tag{3.3.12}$$

Letting $p = 0$ in equation (3.3.6) one readily obtains

$$W(0) = I,$$

Q.E.D.

For the sake of simplifying the computations, let

$$\frac{e^{x_1 p} - e^{x_2 p}}{x_1 - x_2} = R = R_1 + i R_2, \tag{3.3.13}$$

and

$$\frac{x_1 e^{x_2 p} - x_2 e^{x_1 p}}{x_1 - x_2} = S = S_1 + i S_2, \tag{3.3.14}$$

where R_1, R_2, S_1 and S_2 are real scalars.

With these definitions, equation (3.3.6) becomes

$$W = R_1 A_1 - R_2 A_2 + S_1 I + i (R_2 A_1 + R_1 A_2 + S_2 I). \tag{3.3.15}$$

Equating the real and imaginary parts

$$W_1 = R_1 A_1 - R_2 A_2 + S_1 I, \tag{3.3.16}$$

$$W_2 = R_2 A_1 + R_1 A_2 + S_2 I, \tag{3.3.17}$$

and (3.3.2) may be written as

$$Y = \begin{Bmatrix} R_1 A_1 - R_2 A_2 & R_2 A_1 + R_1 A_2 \\ -R_2 A_1 - R_1 A_2 & R_1 A_1 - R_2 A_2 \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} S_1 I & S_2 I \\ -S_2 I & S_1 I \end{Bmatrix} \tag{3.3.18}$$

or

$$\begin{aligned} Y = R_1 &\begin{Bmatrix} A_1 & A_2 \\ -A_2 & A_1 \end{Bmatrix} + R_2 \begin{Bmatrix} -A_2 & A_1 \\ -A_1 & -A_2 \end{Bmatrix} \\ &+ S_1 \begin{Bmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{Bmatrix} + S_2 \begin{Bmatrix} 0 & I \\ -I & 0 \end{Bmatrix}. \end{aligned} \tag{3.3.19}$$

Letting

$$x_1 = \alpha_1 + i \beta_1, \qquad x_2 = \alpha_2 + i \beta_2, \tag{3.3.20}$$

where α_1, β_1 and α_2, β_2 are real, equation (3.3.13) takes the form

$$\left.\begin{aligned} R = &\frac{[\alpha_1 - \alpha_2 - i(\beta_1 - \beta_2)]\,[e^{\alpha_1 p}(\cos \beta_1 p + i \sin \beta_1 p) - e^{\alpha_2 p}(\cos \beta_2 p + i \sin \beta_2 p)]}{(\alpha_1 - i\beta_1 - \alpha_2 + i\beta_2)(\alpha_1 + i\beta_1 - \alpha_2 - i\beta_2)} \\ &\frac{e^{\alpha_1 p}[(\alpha_1 - \alpha_2)\cos \beta_1 p + (\beta_1 - \beta_2)\sin \beta_1 p] - e^{\alpha_2 p}[(\alpha_1 - \alpha_2)\cos \beta_2 p + (\beta_1 - \beta_2)\sin \beta_2 p]}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2} \\ &\frac{e^{\alpha_1 p}[(\alpha_1 - \alpha_2)\sin \beta_1 p - (\beta_1 - \beta_2)\cos \beta_1 p] - e^{\alpha_2 p}[(\alpha_1 - \alpha_2)\sin \beta_2 p - (\beta_1 - \beta_2)\cos \beta_2 p]}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2}. \end{aligned}\right\} \tag{3.3.21}$$

Making the substitutions

$$\sin\theta = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2 + (\beta_1-\beta_2)^2}}, \qquad \cos\theta = \frac{\beta_1 - \beta_2}{\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2 + (\beta_1-\beta_2)^2}}, \tag{3.3.22}$$

equation (3.3.21) becomes

$$\begin{aligned} R = {} & \frac{e^{\alpha_1 p}\sin(\beta_1 p + \theta) - e^{\alpha_2 p}\sin(\beta_2 p + \theta)}{\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2 + (\beta_1-\beta_2)^2}} \\ & - i\left\{\frac{e^{\alpha_1 p}\cos(\beta_1 p - \theta) - e^{\alpha_2 p}\cos(\beta_2 p + \theta)}{\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2 + (\beta_1-\beta_2)^2}}\right\}. \end{aligned} \tag{3.3.23}$$

Hence,

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= \frac{1}{r}\{e^{\alpha_1 p}\sin(\beta_1 p + \theta) - e^{\alpha_2 p}\sin(\beta_2 p + \theta)\}, \\ R_2 &= \frac{-1}{r}\{e^{\alpha_1 p}\cos(\beta_1 p + \theta) - e^{\alpha_2 p}\cos(\beta_2 p + \theta)\}, \end{aligned}\right\} \tag{3.3.24}$$

where

$$r = \sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2 + (\beta_1-\beta_2)^2}. \tag{3.3.25}$$

Following a similar procedure,

$$\begin{aligned} S = {} & \frac{-e^{\alpha_1 p}}{r^2}(\cos\beta_1 p + i\sin\beta_1 p)\cdot \\ & \cdot\{\alpha_2(\alpha_1-\alpha_2) + \beta_2(\beta_1-\beta_2) + i[\beta_2(\alpha_1-\alpha_2) - \alpha_2(\beta_1-\beta_2)]\} \\ & + \frac{e^{\alpha_2 p}}{r^2}(\cos\beta_2 p + i\sin\beta_2 p)\cdot \\ & \cdot\{\alpha_1(\alpha_1-\alpha_2) + \beta_1(\beta_1-\beta_2) + i[\beta_1(\alpha_1-\alpha_2) - \alpha_1(\beta_1-\beta_2)]\} \\ = {} & -\frac{e^{\alpha_1 p}}{r^2}\{[\alpha_2(\alpha_1-\alpha_2) + \beta_2(\beta_1-\beta_2)]\cos\beta_1 p - (\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1)\sin\beta_1 p\} \\ & - i\frac{e^{\alpha_1 p}}{r^2}\{(\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1)\cos\beta_1 p + [\alpha_2(\alpha_1-\alpha_2) + \beta_2(\beta_1-\beta_2)]\sin\beta_1 p\} \\ & + \frac{e^{\alpha_2 p}}{r^2}\{[\alpha_1(\alpha_1-\beta_1) + \beta_1(\beta_1-\beta_2)]\cos\beta_2 p - (\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1)\sin\beta_2 p\} \\ & + i\frac{e^{\alpha_2 p}}{r^2}\{(\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1)\cos\beta_2 p + [\alpha_1(\alpha_1-\alpha_2) - \beta_1(\beta_1-\beta_2)]\sin\beta_2 p\}. \end{aligned} \tag{3.3.26}$$

Letting

$$\cos\phi_1 = \frac{\alpha_2(\alpha_1-\alpha_2) + \beta_2(\beta_1-\beta_2)}{r\sqrt{\alpha_2^2 + \beta_2^2}}, \qquad \sin\phi_1 = \frac{\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1}{r\sqrt{\alpha_2^2 + \beta_2^2}}, \tag{3.3.27}$$

$$\cos\phi_2 = \frac{\alpha_1(\alpha_1-\alpha_2) + \beta_1(\beta_1-\beta_2)}{r\sqrt{\alpha_1^2 + \beta_1^2}}, \qquad \sin\phi_2 = \frac{\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1}{r\sqrt{\alpha_1^2 + \beta_1^2}}, \tag{3.3.28}$$

equation (3.3.26) becomes

$$S = -\frac{e^{\alpha_1 p}}{\gamma}\sqrt{\alpha_2^2+\beta_2^2}\cos(\beta_1 p+\phi_1)+\frac{e^{\alpha_2 p}}{\gamma}\sqrt{\alpha_1^2+\beta_1^2}\cos(\beta_2 p+\phi_2)$$
$$-i\left\{\frac{e^{\alpha_1 p}}{\gamma}\sqrt{\alpha_2^2+\beta_2^2}\sin(\beta_1 p+\phi_1)-\frac{e^{\alpha_2 p}}{\gamma}\sqrt{\alpha_1^2+\beta_1^2}\sin(\beta_2 p+\phi_2)\right\}, \tag{3.3.29}$$

and

$$S_1 = -\frac{1}{\gamma}\{e^{\alpha_1 p}\sqrt{\alpha_2^2+\beta_2^2}\cos(\beta_1 p+\phi_1)-e^{\alpha_2 p}\sqrt{\alpha_1^2+\beta_1^2}\cos(\beta_2 p+\phi_2)\}, \tag{3.3.30}$$

$$S_2 = -\frac{1}{\gamma}\{e^{\alpha_1 p}(\alpha_2^2+\beta_2^2)^{1/2}\sin(\beta_1 p+\phi_1)-e^{\alpha_2 p}(\alpha_1^2+\beta_1^2)^{1/2}\sin(\beta_2 p+\phi_2)\}. \tag{3.3.31}$$

Using the inequalities (1.1.7) equation (3.3.19) gives

$$\begin{aligned}\|Y\| \leqslant |R_1|\begin{Vmatrix} A_1 & A_2 \\ -A_2 & A_1\end{Vmatrix} + |R_2|\begin{Vmatrix} -A_2 & A_1 \\ -A_1 & -A_2\end{Vmatrix} \\ + |S_1|\begin{Vmatrix} I & 0 \\ 0 & I\end{Vmatrix} + |S_2|\begin{Vmatrix} 0 & I \\ -I & 0\end{Vmatrix}\end{aligned} \tag{3.3.32}$$

or

$$\|Y\| \leqslant 2(\|A_1\|+\|A_2\|)(|R_1|+|R_2|)+4(|S_1|+|S_2|). \tag{3.3.33}$$

Let

$$-\beta = \max(\alpha_1, \alpha_2), \tag{3.3.34}$$

then

$$e^{-\beta p} \geqslant e^{\alpha_1 p}, \qquad e^{-\beta p} \geqslant e^{\alpha_2 p} \qquad \text{for} \qquad p \geqslant 0. \tag{3.3.35}$$

Using the above, equations (3.3.24), (3.3.30) and (3.3.31) yield:

$$|R_1| \leqslant \frac{2e^{-\beta p}}{\gamma}, \qquad |R_2| \leqslant \frac{2e^{-\beta p}}{\gamma}, \tag{3.3.36}$$

$$\begin{aligned}|S_1| &\leqslant \frac{e^{-\beta p}}{\gamma}\left(\sqrt{\alpha_1^2+\beta_1^2}+\sqrt{\alpha_2^2+\beta_2^2}\right), \\ |S_2| &\leqslant \frac{e^{-\beta p}}{\gamma}\left(\sqrt{\alpha_1^2+\beta_1^2}+\sqrt{\alpha_2^2+\beta_2^2}\right),\end{aligned} \tag{3.3.37}$$

and the inequality (3.3.33) becomes

$$\|Y\| \leqslant \frac{8}{\gamma}\left(\|A_1\|+\|A_2\|+\sqrt{\alpha_1^2+\beta_1^2}+\sqrt{\alpha_2^2+\beta_2^2}\right)e^{-\beta p}, \tag{3.3.38}$$

or

$$\|Y\| \leqslant \alpha e^{-\beta p}, \tag{3.3.39}$$

where

$$\alpha = \frac{8}{r}\,(\|A_1\| + \|A_2\| + |\alpha_1^2 - \beta_1^2 + |\alpha_2^2 + \beta_2^2), \qquad (3.3.40)$$

and β is given by equation (3.3.34).

To evaluate α_1, α_2, β_1 and β_2, in equations (3.2.14) and (3.2.15), let

$$P - iQ = \sqrt{P^2 + Q^2}\,(\cos 2\psi - i \sin 2\psi), \qquad (3.3.41)$$

where

$$\cos 2\psi = P\,(P^2 + Q^2)^{-1/2}, \qquad \sin 2\psi = Q\,(P^2 + Q^2)^{-1/2}. \qquad (3.3.42)$$

The result is

$$x_1 = \frac{1}{2}\{K - iL + (P^2 + Q^2)^{1/4}\,(\cos\psi - i \sin\psi)\}, \qquad (3.3.43)$$

$$x_2 = \frac{1}{2}\{K - iL - (P^2 + Q^2)^{1/4}\,(\cos\psi - i \sin\psi)\}. \qquad (3.3.44)$$

Separating the two roots into their real and imaginary parts, one has

$$\alpha_1 = \frac{1}{2}\{K + (P^2 + Q^2)^{1/4} \cos\psi\}, \qquad \alpha_2 = \frac{1}{2}\{K - (P^2 + Q^2)^{1/4} \cos\psi\},$$

$$\beta_1 = -\frac{1}{2}\{L + (P^2 + Q^2)^{1/4} \sin\psi\}, \quad \beta_2 = -\frac{1}{2}\{L - (P^2 + Q^2)^{1/4} \sin\psi\}. \qquad (3.3.45)$$

[See equation (3.3.20).]

From equation (3.3.25)

$$r^2 = (\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\beta_1 - \beta_2)^2 = (P^2 + Q^2)^{1/2}(\cos^2\psi + \sin^2\psi) = (P^2 + Q^2)^{1/2}. \qquad (3.3.46)$$

and equations (3.3.45) become

$$\left.\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{1}{2}\,(K + r\cos\psi), & \alpha_2 &= \frac{1}{2}\,(K - r\cos\psi), \\ \beta_1 &= -\frac{1}{2}\,(L + r\sin\psi), & \beta_2 &= -\frac{1}{2}\,(L - r\sin\psi). \end{aligned}\right\} \qquad (3.3.47)$$

Using the above,

$$\left.\begin{aligned} \alpha_1^2 + \beta_1^2 &= \frac{1}{4}\{K^2 + L^2 + r^2 + 2r\,(K\cos\psi + L\sin\psi)\}, \\ \alpha_2^2 + \beta_2^2 &= \frac{1}{4}\{K^2 + L^2 + r^2 - 2r\,(K\cos\psi + L\sin\psi)\}. \end{aligned}\right\} \qquad (3.3.48)$$

Applying Lemma 2 (1.5.6), with

$$a = \frac{1}{4}\,(K^2 + L^2 + r^2), \qquad b = \frac{r}{2}\,(K\cos\psi + L\sin\psi),$$

equation (3.3.48) yields

$$(\alpha_1^2 + \beta_1^2)^{1/2} + (\alpha_2^2 + \beta_2^2)^{1/2} < (K^2 + L^2 + r^2)^{1/2}. \qquad (3.3.49)$$

Hence, from equation (3.3.40)

$$\alpha < \frac{8}{r}\{||A_1|| + ||A_2|| + (K^2 + L^2 + r^2)^{1/2}\}. \tag{3.3.50}$$

Since $K < 0$, it follows from equations (3.3.34) and (3.3.47) that

$$-\beta = \max(\alpha_1, \alpha_2) = \frac{1}{2}(K + r|\cos\psi|) < 0. \tag{3.3.51}$$

However,

$$|\cos\psi| = \left(\frac{1 + \cos 2\psi}{2}\right)^{1/2} = \left(\frac{1 + P/r^2}{2}\right)^{1/2}$$

and equation (3.3.51) gives

$$\beta = -\frac{1}{2}\left\{K + \left(\frac{P + r^2}{2}\right)^{1/2}\right\}. \tag{3.3.52}$$

Combining equations (3.3.52) and (3.3.50) one has

$$c_1 = \frac{-r\left\{K + \left(\frac{r^2 + P}{2}\right)^{1/2}\right\}}{16\{||A_1|| + ||A_2|| + (K^2 + L^2 + r^2)^{1/2}\}} < \frac{\beta}{\alpha}, \tag{3.3.53}$$

and the last stability requirement of Theorem 1 (1.4.17) may be expressed as

$$||B(p)|| \leqslant \frac{-r\{K\sqrt{2} + (P + r^2)^{1/2}\}}{16\sqrt{2}\{||A_1|| + ||A_2|| + (K^2 + L^2 + r^2)^{1/2}\}} = c_1, \tag{3.3.54}$$

where $||B(p)||$ is to be computed from equations (2.6.12) and (2.6.14).

The above inequality together with (3.2.20 a) and (3.2.20 b) constitute new stability criteria for the motion of a missile possessing an angle θ, $0 < \theta < \pi$, of rotational symmetry and a plane of mirror symmetry.

For fin-stabilized bodies with zero spin, inequality (3.3.53) takes a considerably simpler form. As was shown in section 3.2, in this case,

$$L = 0, \qquad Q = 0, \qquad P = K^2 - 4M. \tag{3.3.55}$$

Since K and M are both of order J, K^2 may be neglected in comparison with M so that

$$P = -4M < 0. \tag{3.3.56}$$

Using these results,

$$r^2 = (P^2 + Q^2)^{1/2} = -P = 4M, \tag{3.3.57}$$

and equation (3.3.53) becomes

$$c_1 = \frac{-K\sqrt{M}}{8(||A_1|| + ||A_2|| + 2\sqrt{M})}. \tag{3.3.58}$$

Neglecting terms of order J in comparison with 1, terms involving ν_0 or ν' equations (2.6.12), (2.6.13), (2.6.14) and (3.2.2) give

$$||A_1|| = 0, \qquad ||A_2|| = 1, \tag{3.3.59}$$

$$||B||_1 = 2\left\{|J_D' - J_N' + J_G'| + J_D' - \frac{J_H'}{k^2} + J_G' + |J_S'| + \frac{|J_M'|}{k^2}\right\}, \tag{3.3.60}$$

and the stability requirement (3.3.54) reduces to

$$|J_D' - J_N' + J_G'| + J_D' - J_H' k^{-2} - J_G' + J_S' + J_M' k^{-2} \leqslant \frac{(-2 J_{D_0} + J_{N_0} + J_{H_0} k^{-2} - 2 J_{G_0}) \sqrt{-J_{M_0}}}{16 (k + 2\sqrt{-J_{M_0}})}. \tag{3.3.61}$$

4. Applications of the Stability Criteria

4.1. Stability of a Cone with Zero Spin in Hypersonic Flow

As an example of application of the stability criteria in the case of variable aerodynamic coefficients, the stability of a cone with zero spin in the Newtonian approximation of hypersonic flow will be investigated.

The aerodynamic forces and moments acting on a cone in hypersonic flow have been computed in Reference 4. by using the so-called hypersonic approximation, which is an improvement on the Newtonian corpuscular theory of aerodynamics, because it takes into account the centrifugal forces arising from the curved paths of air particles in addition to the Newtonian impact forces.

Denoting the semivertex angle of the cone by δ_c, its length by h, and its base area by S, the axial force F_1 and the normal force F_2 are given by (Ref. 4, p. 681)

$$F_1 = -\frac{1}{2} \varrho u^2 S \{2 \sin^2 \delta_c + \sin^2 \alpha_c (1 - 3 \sin^2 \delta_c)\}, \tag{4.1.1}$$

$$F_2 = -\frac{1}{2} \varrho u^2 S \cos^2 \delta_c \sin 2 \alpha_c, \tag{4.1.2}$$

where u denotes the magnitude of the total velocity and α_c is the angle of attack defined by

$$\sin \alpha_c = \frac{u_2}{u}, \tag{4.1.3}$$

where u_2 is the normal velocity component. The center of pressure is shown to be located on the center line at a distance $(1/3)\,h$ from the base of the cone. Assuming the center of gravity to be located at a distance h_0 from the base of the cone, the moment M_3 about the center of gravity is given by

$$M_3 = \left(\frac{h}{3} - h_0\right) F_2 = -\frac{1}{2} \varrho u^2 S \left(\frac{h}{3} - h_0\right) \cos^2 \delta_c \sin 2 \alpha_c. \tag{4.1.4}$$

Assuming the angle of attack to be sufficiently small $u \cong u_1$, $\cos \alpha_c \cong 1$, $\sin \alpha_c \cong \alpha_c$, and equations (4.1.1), (4.1.2) and (4.1.4) become

$$F_1 = -\varrho u_1^2 \frac{\pi d^2}{4}\left\{\sin^2 \delta_c + \frac{\alpha_c^2}{2}(1 - 3\sin^2 \delta_c)\right\}, \tag{4.1.5}$$

$$F_2 = -\varrho u_1 u_2 \frac{\pi d^2}{4}\cos^2 \delta_c, \tag{4.1.6}$$

$$M_3 = -\varrho u_1 u_2 \frac{\pi d^2}{4}\left(\frac{h}{3} - h_0\right)\cos^2 \delta_c, \tag{4.1.7}$$

where $S = (\pi d^2)/4$ and d is the diameter of the base of the cone.

Comparing (4.1.5) with (2.3.21), (4.1.6) with (2.3.22) and (4.1.7) with (2.3.24) it may be seen that

$$K_{DA} \cong K_D = \frac{\pi}{4}\left\{\sin^2 \delta_c + \frac{\alpha_c^2}{2}(1 - 3\sin^2 \delta_c)\right\}, \tag{4.1.8}$$

$$K_N = \frac{\pi}{4}\cos^2 \delta_c, \tag{4.1.9}$$

$$K_M = \frac{\pi}{4d}\left(\frac{h}{3} - h_0\right)\cos^2 \delta_c, \tag{4.1.10}$$

and that the above aerodynamic coefficients are the only non-vanishing coefficients for a cone with zero spin.

Remembering the definition of the coefficient J, one has

$$J_D = \frac{\varrho d^3}{m} K_D = \frac{\varrho d^3}{m}\frac{\pi}{4}\left\{\sin^2 \delta_c + \frac{\alpha_c^2}{2}(1 - 3\sin^2 \delta_c)\right\}, \tag{4.1.11}$$

$$J_N = \frac{\varrho d^3}{m} K_N = \frac{\varrho d^3}{m}\frac{\pi}{4}\cos^2 \delta_c, \tag{4.1.12}$$

$$J_M = \frac{\varrho d^3}{m} K_M = \frac{\varrho d^2}{m}\frac{\pi}{4}\left(\frac{h}{3} - h_0\right)\cos^2 \delta_c. \tag{4.1.13}$$

Since δ_c, h, d, m and h_0 are constant in any given problem and $\alpha_c = \alpha_c(p)$, equation (2.6.10) gives for constant ϱ

$$J_M = J_{M_0}, \qquad J_N = J_{N_0}, \tag{4.1.14}$$

$$J_{D_0} = \frac{\varrho d^3}{m}\frac{\pi}{4}\sin^2 \delta_c, \qquad J_D' = \frac{\varrho d^3}{m}\frac{\pi}{4}\frac{\alpha_c^2}{2}(1 - 3\sin^2 \delta_c). \tag{4.1.15}$$

For a body with zero spin, the first set of stability requirements (1.4.16) is given by the inequalities (3.2.35) and (3.2.36). Assuming the trajectory to be nearly horizontal so that $J_G \cong 0$, the latter become

$$2J_{D_0} - J_{N_0} < 0, \tag{4.1.16}$$

$$J_{M_0} < 0. \tag{4.1.17}$$

[See equation (3.2.21).]

Substituting for the coefficients, inequality (4.1.16) becomes

$$2\sin^2\delta_c - \cos^2\delta_c < 0, \tag{4.1.18}$$

or

$$\tan\delta_c < \frac{1}{\sqrt{2}}, \tag{4.1.19}$$

and (4.1.17) takes the form

$$h_0 - \frac{h}{3} > 0. \tag{4.1.20}$$

For a non-spinning body, the second stability requirement is given by (3.3.61). For the problem at hand this reduces to

$$2\,|J_D'| \leqslant \frac{(J_{N_0} - 2\,J_{D_0})\sqrt{-J_{M_0}}}{16\,(k + 2\sqrt{-J_{M_0}})}. \tag{4.1.21}$$

Making the necessary substitutions, the above becomes

$$|\alpha_c^2\,(1 - 3\sin^2\delta_c)| \leqslant \frac{(\cos^2\delta_c - 2\sin^2\delta_c)\sqrt{-J_{M_0}}}{16\,(k + 2\sqrt{-J_{M_0}})}. \tag{4.1.22}$$

However,

$$1 - 3\sin^2\delta_c = 1 - \sin^2\delta_c - 2\sin^2\delta_c = \cos^2\delta_c - 2\sin^2\delta_c > 0, \tag{4.1.23}$$

[see (4.1.18)], and (4.1.22) reduces to

$$\alpha_c^2 \leqslant \frac{\sqrt{-J_{M_0}}}{16\,(k + 2\sqrt{-J_{M_0}})}. \tag{4.1.24}$$

Using equations (4.1.13) and (4.1.14)

$$\sqrt{-J_{M_0}} = \cos\delta_c \sqrt{\frac{\varrho\,d^2}{m}\frac{\pi}{4}\left(h_0 - \frac{h}{3}\right)}. \tag{4.1.25}$$

Letting V_c denote the volume of the cone,

$$V_c = \frac{\pi\,d^2}{4}\frac{h}{3}, \tag{4.1.26}$$

and

$$\frac{m}{V_c} = \varrho_c, \tag{4.1.27}$$

where ϱ_c denotes the average density of the cone.

Using equation (4.1.27) in (4.1.25) and letting $h_0 - h/3 = l_c$,

$$\sqrt{-J_{M_0}} = \cos\delta_c \sqrt{\varrho/\varrho_c\,3\,l_c/h}, \tag{4.1.28}$$

and (4.1.24) becomes

$$|\alpha_c| \leqslant \frac{\left(\dfrac{3\,l_c\,\varrho}{h\,\varrho_c}\right)^{1/4}}{4\sqrt{k\sec\delta_c + 2\sqrt{\dfrac{3\,l_c\,\varrho}{h\,\varrho_c}}}}. \tag{4.1.29}$$

To summarize, the cone is stable, if the semi-apex angle is less than the value determined by (4.1.19), the center of gravity is ahead of the center of pressure and the angle of attack is less than the value given by inequality (4.1.29).

4.2. Stability of Missiles with Control Surfaces

As another example, consider a missile with n control surfaces. Letting δ_i, $i = 1, 2, 3, \ldots n$ denote the deflection angles of control surfaces, a typical aerodynamic coefficient J will then be a function of these deflection angles and could be approximated by

$$J = J_0 + J'[\delta_i(p)], \qquad i = 1, 2, 3, \ldots n, \tag{4.2.1}$$

where J_0 is a constant and represents the value of J for $\delta_i = 0$.

The stability conditions referring to constant coefficients (3.2.19) then require that the body be stable when the control surfaces are locked at zero deflection angles. Assuming the body to have zero spin and $J_G = 0$, the variable matrix B is then only a function of δ_i, and the second stability requirement (3.3.54) takes the form

$$||B[\delta_i(p)]|| \leqslant c_1 = \frac{-K\sqrt{M}}{8(1+2\sqrt{M})}, \tag{4.2.2}$$

[see equations (3.3.58) and (3.3.59)].

The above inequality defines a range of values of δ_i for which the motion is stable.

Conclusions

In this analysis, the stability theory of differential equations was applied to the stability of motion of a missile with rotational symmetry and a plane of mirror symmetry. The aerodynamic coefficients were assumed to be functions of the distance along the trajectory consisting of a constant and a variable part.

The resulting stability criteria indicate:

the constant parts of the coefficients must satisfy inequalities precisely analogous to those obtained in the case of constant aerodynamic coefficients;

the sum of the magnitudes of the variable parts of the coefficients must be less than a given constant which depends upon the constant parts of the coefficients.

Applied to a cone in hypersonic flow, these stability criteria show that the cone is stable provided:

the tangent of the semivertex angle is less than $1/\sqrt{2}$;

the center of pressure is behind the center of gravity;

the absolute value of the angle of attack is less than a given constant which depends upon the ratio of the density of air to the average density of the cone, the ratio of the distance between center of gravity and center of pressure to the length of the cone, the semivertex angle of the cone and the transverse radius of gyration.

References

1. Bellman, Richard, Stability Theory of Differential Equations. McGraw-Hill Book Co., 1953.
2. Burington, R. S., Handbook of Mathematical Tables and Formulas. Handbook Publishers, Ohio, 1950.
3. Charters, A. C., The Linearized Equations of Motion Underlying the Dynamic Stability of Aircraft, Spinning Projectiles, and Symmetrical Missiles. NACA TN 3350, January, 1955.
4. Grimminger, G., Williams, E. P., Young, G. B. W., Lift on Inclined Bodies of Revolution in Hypersonic Flow. Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 17, No. 11, November, 1950.
5. Ince, E. L., Ordinary Differential Equations. Dover Publications, 1956.
6. Kryloff, N., Bogoliuboff, N., Introduction to Non-Linear Mechanics. Princeton University Press, Princeton, 1947.
7. Maple, C. G., Synge, T. L., Aerodynamic Symmetry of Projectiles. Quart. Appl. Math., Vol. VI, No. 4, January, 1949.
8. McShane, E. T., Kelley, T. L., Reno, F. V., Exterior Ballistics. The University of Denver Press, 1953.
9. Murphy, C. H., Prediction of the Motion of Missiles Acted Upon by Non-Linear Forces and Moments. BRL Report No. 995, Aberdeen Proving Ground, Maryland, 1956.
10. Reed, H. L., The Dynamics of Shell. BRL Report No. 1030, Aberdeen Proving Ground, Maryland, 1957.
11. Synge, T. L., Schild, A., Tensor Calculus. University of Toronto Press, Toronto, 1952.
12. Whittaker, E. T., A Treatise on the Analytical Dynamics of Particles and Rigid Bodies. Cambridge University Press, Cambridge, 1937.

Buchbesprechungen

Liquid Helium. Von K. R. Atkins. X, 312 S. [Cambridge Monographs on Physics.] Cambridge: University Press. 1959. 60 s.

Die vorliegende Monographie gibt einen Überblick über die experimentellen Ergebnisse und über den derzeitigen Stand der Theorie, wobei das Schwergewicht auf das physikalische Verständnis der verschiedenen Vorgänge gelegt ist. Das Studium des flüssigen Heliums ist bekanntlich deshalb von Wichtigkeit, weil es den besten Zugang zum Verständnis der Natur der Fluidität bietet. Gewisse quantenmechanische Effekte spielen gerade bei den Temperaturen des flüssigen Heliums eine vorherrschende Rolle, außerdem stellt das flüssige Helium ein Musterbeispiel eines Mehrkörperproblems dar. Viele Eigenschaften hat es gemeinsam mit denen der Atomkerne, mit anderen Worten, seine Bedeutung hat in den letzten Jahren immer mehr zugenommen, so daß die Herausgabe der vorliegenden Monographie sicherlich von jedem Physiker zu begrüßen ist. P. Urban, Graz

Atomphysik in Versuchen. Herausgegeben von H. Schröder unter Mitarbeit von K. Donat, H. Gente, Th. Hues, H. Inderthal, K. Schatz und A. Weygandt. Mit 174 Textabb., XI, 239 S. Braunschweig: Verlag Friedrich Vieweg & Sohn. 1959. Geb. DM 28.—.

Das vorliegende Buch ist als Anleitung für die Durchführung von Versuchen aus dem Gebiete der Atomphysik an Mittelschulen (Höheren Schulen) gedacht und enthält die Beschreibung einer Reihe grundlegender, im allgemeinen mit relativ einfacher experimenteller Ausrüstung vorzuführender Versuche. Entsprechend seiner Bestimmung werden die Versuche von der physikalisch-grundsätzlichen Seite her kritisch betrachtet und die quantitative Behandlung nur so weit als notwendig herangezogen; ein ausführlicher Literaturnachweis ermöglicht es aber jedem Interessierten, sich über allenfalls offene Fragen zu informieren.

Von den vielen Experimenten sei hier der unmittelbare Nachweis des radioaktiven Zerfallsgesetzes mittels einer einfachen Anordnung besonders erwähnt.

Wertvoll erscheint auch die Aufnahme eines Auszuges aus den gesetzlichen Bestimmungen und Empfehlungen über das Arbeiten mit Röntgen- und radioaktiven Strahlen, die sicherlich nicht jedem Lehrer bekannt sein dürften.

Nach Ansicht des Verfassers dieser Besprechung werden nicht nur Lehrer an Mittelschulen, sondern auch jene an Hochschulen viele nützliche Hinweise finden.

J. Wagner, Graz

Theoretische Kernphysik. Von J. M. Blatt und V. Weisskopf. Mit 128 Abbildungen, XIV, 739 S. Leipzig: B. G. Teubner Verlagsgesellschaft. In Kunstleder geb. DM 42.50.

Die vorliegende Übersetzung des bekannten Werkes über „Theoretische Kernphysik" in die deutsche Sprache, muß von jedem auf diesem Gebiete arbeitenden Kollegen aufs wärmste begrüßt werden. Die Zunahme unserer Kenntnisse über den Kern des Atomes steht in engem Zusammenhang mit der Entwicklung der experimentellen Methoden. Da die letzteren in jüngster Zeit rasch zugenommen

haben und immer größere Beschleunigungsapparate gebaut werden, nehmen die experimentellen Daten über den Kern in demselben Maße auch zu und bieten dem Theoretiker die Grundlage für die Vertiefung unserer Kenntnisse der physikalischen Gesetze.

Das vorliegende Buch stellt kein Handbuch unserer Kenntnisse des Kerns dar, sondern bringt die Methoden und theoretischen Betrachtungen in zwangloser Weise in Wechselwirkung mit dem bis heute bekannten experimentellen Material. Es hat somit den Zweck, dem Leser das Verständnis zum Studium in der Originalliteratur zu erleichtern und ihn zu befähigen selbständig wissenschaftlich weiter zuarbeiten. Sein Erscheinen am deutschen Büchermarkt kann daher nur begrüßt werden.

P. Urban, Graz

Der lichtelektrische Effekt und seine Anwendungen. Unter Mitwirkung von K. W. Böer, F. Eckart und W. Leo bearbeitet und herausgegeben von H. Simon und R. Suhrmann. Zweite, vollkommen neubearbeitete Auflage des Buches „Lichtelektrische Zellen und ihre Anwendung". Mit 599 Abb., XII, 747 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1958. Ganzleinen DM 97.50.

Seit dem die erste Auflage dieses Buches unter dem Titel „Lichtelektrische Zellen und ihre Anwendungen" erschienen ist, hat auch auf diesem Gebiet die Forschung soviel Neues gebracht, daß die vollständige Neubearbeitung, die in der vorliegenden Auflage erfolgte, unumgänglich war. Die verschiedenen Kapitel des Werkes, das nun den Namen „Der lichtelektrische Effekt und seine Anwendungen" trägt, sind von anerkannten Fachleuten geschrieben und bestechen durchwegs durch eine klare und übersichtliche Darstellung.

Ausgehend von einer kurzen Behandlung des Wesens der einzelnen lichtelektrischen Effekte (äußerer, innerer und Sperrschichtphotoeffekt) erfolgt eine eingehende Diskussion der Gesetzmäßigkeiten des äußeren (von R. Suhrmann) und inneren Photoeffekts (von K. W. Boer). Das Schwergewicht liegt bei beiden Kapiteln auf der experimentellen Seite, wobei eine reiche Fülle von Kurven einen wesentlichen Beitrag zur Anschaulichkeit der behandelten Fragen liefert. In kleinerem Umfang kommen auch einschlägige theoretische Betrachtungen zu Wort, um etwa die von Fowler und die daran anschließenden von DuBridge im Zusammenhang mit dem äußeren lichtelektrischen Effekt zu erwähnen, so daß beide Artikel ein sehr schön abgerundetes Bild des in ihnen behandelten äußeren und inneren lichtelektrischen Effektes liefern. Von H. Simon schließt sich eine Zusammenfassung über die Herstellung von Zellen mit äußerem Effekt an. Der Verfasser geht auf die dabei gebräuchlichen Methoden ausführlich ein. Die Erzeugung des benötigten Höchstvakuums, die Eigenschaften der verwendeten Gläser, die Darstellung der für diesen Zweck benötigten reinen Metalle und Gase, die Herstellung der wichtigsten Photokathoden und die Verstärkung des Effektes durch Stoßionisation werden behandelt. Vor allem die mit der Entwicklung von Photozellen befaßten Laboratorien werden diesen Ausführungen besonderes Interesse widmen können. Vom gleichen Verfasser stammt auch der Abschnitt über die Herstellung von Photowiderständen und Photoelementen, wobei sich der erste Teil mit den Selenwiderstands-, Bleisulfid- und Thalliumsulfidzellen, der zweite mit den Selensperrschicht- und Bleisulfidsperrschichtzellen befaßt.

Der weitere Teil des Werkes ist den Anwendungen gewidmet. In dem der Tatsache Rechnung getragen wird, daß Photozellen mit Sekundärelektronenverstärkern immer mehr Bedeutung als Nachweisgeräte für ultraviolette, sichtbare und ultrarote Strahlung gewinnen, folgt ein Kapitel über Sekundärelektronenverstärkung von F. Eckart. Er bringt in Kürze das Wesentliche dieses Problem-

kreises. Das Kapitel über Methoden und Apparate bei lichtelektrischen Messungen von W. Leo und R. Suhrmann bringt die verschiedenen Methoden zur Messung des Photostroms, wobei vor allem auf die mittels Wechsel- und Gleichstromverstärkung hingewiesen sei, sowie die Methoden zur Ermittlung der spektralen Empfindlichkeitskurve der Photozellen. Daran schließt sich — ebenfalls von W. Leo und R. Suhrmann — eine Diskussion der Anwendungsbereiche der lichtelektrischen Zellen in der Photometrie, worin ein sehr schöner Überblick über die Leistungsfähigkeit der Photozellen gerade auf diesem Gebiet gegeben wird. Die letzten vier Kapiteln von F. Eckart, W. Leo und H. Simon führen den Leser in die Anwendungsgebiete der Fernsehtechnik, der elektronenoptischen Bildwandler und Röntgenbildverstärker; im Zusammenhang mit Sekundärelektronenvervielfachung auch in die Strahlenmeßtechnik und Astronomie. Den Abschluß bilden einige spezielle Anwendungen in der Signal- und Steuerungstechnik. Der Möglichkeit der Umwandlung von Sonnenstrahlung in elektrische Energie ist ebenfalls eine kleine Studie gewidmet, aus der zu ersehen ist, daß man bei dieser immer von neuem reizvollen Möglichkeit der Energiegewinnung doch bereits einen Wirkungsgrad von 11 Prozent erzielen kann.

Die den jeweiligen Kapiteln beigefügten ausführlichen Literaturverzeichnisse sowie die klare Behandlung der angeführten Problemkreise machen die vorliegende umfassende Darstellung des Photoeffektes und seiner zahlreichen Anwendungen zu einem Werk, dem man mit vollster Berechtigung Handbuchcharakter zusprechen kann. N. Pucker, Graz

Induktive Logik und Wahrscheinlichkeit. Von R. Carnap und W. Stegmüller. VIII, 261 S. Wien: Springer-Verlag. 1959. Ganzleinen S 192.—, DM 32.—, sfr. 32.80, $ 7.60, £ 2/14/6.

Wolfgang Stegmüller, Ordinarius für Philosophie an der Universität München, hat seiner verdienstvollen Bearbeitung der Carnapschen Darstellung wichtiger Gebiete der modernen Logik (vgl. „Acta physica Austriaca", Bd. 12, Heft 3, S. 325) nunmehr die vorliegende ausführliche Behandlung zweier ineinander verschlungener Hauptthemen der modernen Erkenntnistheorie: der Induktion und der Wahrscheinlichkeit, folgen lassen.

Das Buch gibt auf semantischer Basis einen Grundriß der induktiven Logik und einer Theorie der Wahrscheinlichkeit, der durch Auswahl, teilweise Neubearbeitung und Ergänzung früherer Veröffentlichungen von Rudolf Carnap ("Logical Foundations of Probability", Chicago 1950, "The Continuum of Inductive Methods", Chicago 1952 und "Inductive logic and science", Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences 80, 1953) unter gleichzeitiger Heranziehung der übrigen einschlägigen modernen Literatur entstanden ist.

Ein spezielles Eingehen auf die einzelnen Probleme und ihre Lösungen, insbesondere was den Aufbau der induktiven Logik selbst betrifft, würde den gesamten Begriffsapparat, der in dem Buch verwendet wird und die von Carnap für diesen Zweck entwickelten Sprachsysteme voraussetzen, was im Rahmen einer Besprechung unmöglich ist. Es kann nur auf folgendes hingewiesen werden.

An den hier behandelten Fragenkomplexen und insbesondere an der Art ihrer Darstellung und Lösung wird einerseits der Erkenntnistheoretiker und Logiker, andererseits der Naturforscher interessiert sein — sind doch Induktion und Wahrscheinlichkeit zentrale Begriffe für die Methodik der Naturwissenschaften. Darum ist es wichtig, daß besonderes Augenmerk darauf gelegt wurde, „die intuitive philosophische Grundlegung klar von dem technischen Aufbau des Systems der induktiven Logik zu trennen" (Vorw., S. III). Dementsprechend zerfällt das Werk in zwei Teile, von denen der erste die philosophische Grundlegung (S. 12 bis

133), der zweite den Grundriß des formalen Aufbaus der induktiven Logik (S. 134 bis 232) gibt. In einem Anhang (S. 233 bis 252) werden einige weiterführende Probleme der induktiven Logik behandelt. Der Philosoph und Logiker wird an beiden Teilen, der Naturforscher aber vorwiegend am zweiten Teil und an Abschn. III des ersten Teiles interessiert sein.

Die Einleitung (S. 1 bis 11) gibt eine kurze einführende Orientierung über die Problemlage in der induktiven Logik und Wahrscheinlichkeitstheorie, wobei bereits auf den für das ganze Buch grundlegenden Unterschied zwischen induktiver Wahrscheinlichkeit („W_1"), die dem Bestätigungsgrad entspricht, und statistischer Wahrscheinlichkeit („W_2"), die der relativen Häufigkeit entspricht, hingewiesen wird. Dieser Unterschied, aber auch die Beziehungen zwischen W_1 und W_2 werden in den §§ 3, 4, 7 und 8 näher und mit der hier nötigen Genauigkeit erörtert. Dabei zeigt sich, daß von einander abweichende Theorien der Wahrscheinlichkeit oft nicht nur in der Theorie als solcher verschieden sind, sondern daß der Grund ihrer Verschiedenheit darin zu suchen ist, daß sich die eine Theorie auf den Wahrscheinlichkeitsbegriff W_1, die andere aber auf den Wahrscheinlichkeitsbegriff W_2 bezieht, ohne daß man sich dessen bewußt wäre, wodurch unfruchtbare Kontroversen entstehen.

Die im zweiten Teil des Buches ausgeführte induktive Logik basiert auf dem Begriff der Wahrscheinlichkeit im Sinne des Bestätigungsgrades („W_1"). Sie wird aufgefaßt als Theorie eines Explikates für W_1 und ist im engen Sinn des Wortes als induktive *Logik* zu verstehen — zum Unterschied von einer induktiven *Methodologie*. Es ist wichtig, daß überhaupt zwischen logischen und methodologischen Problemen streng unterschieden wird. Diesen Unterschied gibt es sowohl in der deduktiven wie in der induktiven Logik. Im Rahmen der deduktiven Logik sind methodologische Fragen solche, die die praktische Ausführung von logischen Operationen betreffen — im Rahmen der induktiven Logik sind sie solche, die dazu dienen, um Verfahren zu entwickeln, durch welche die Ergebnisse der induktiven Logik für gewisse Zwecke verwendet werden können. Hingegen ist es Aufgabe der induktiven *Logik*, Lehrsätze zu entwickeln, in denen einem bestimmten Satzpaar, in welchem der eine Satz ein Ereignis e, der andere Satz eine e umfassende Hypothese h betrifft, ein Wahrscheinlichkeitswert c zugeordnet wird (S. 80). Die Unterscheidung zwischen Logik und Methodologie läßt auch erkennen, daß die auf Francis Bacon und John Stuart Mill fußende traditionelle induktive „Logik" nicht Logik, sondern fast ausschließlich Methodologie ist.

Die Hauptaufgabe, eine solche induktive Logik im eigentlichen Sinne des Wortes aufzubauen, die nur logische und nicht auch methodologische Faktoren von Hypothesen darzustellen hat, ist in diesem Buch im wesentlichen gelöst.

Was die Anwendung dieser induktiven Logik betrifft, so sind ihr gewisse in der Sache selbst begründete Grenzen gesetzt, die in erster Linie dadurch bedingt sind, daß die induktive Logik, will sie einen möglichst hohen Grad an Exaktheit erreichen, stets auf ein bestimmtes Sprachsystem bezogen sein muß, wie es in § 14 (S. 138 bis 148) entworfen wird. Die sicher bestehenden Anwendungsmöglichkeiten werden in Abschn. III (S. 95 bis 133) ausführlich erörtert, wobei zwischen den theoretischen Anwendungen und dem praktischen Nutzen der induktiven Logik unterschieden wird. Theoretische Anwendung ist überall dort gegeben, wo es um Voraussageschätzungen und um Schätzungen der relativen Häufigkeit geht — überall dort, wo statistische Beschreibungen und statistische Schlußfolgerungen eine Rolle spielen. Der praktische Nutzen beruht auf dem Umstand, daß es unmöglich ist, die Zukunft *mit Sicherheit* zu erkennen. In diesem Sinne werden Regeln für das Fassen von Entschlüssen diskutiert (§ 12). Ganz allgemein aber gilt für die Frage der Anwendbarkeit der induktiven Logik die von Stegmüller

zitierte sinngemäße Umwandlung eines bekannten KANT-Wortes: „Induktive Logik ohne Beobachtung ist leer, Beobachtungen ohne induktive Logik sind blind" (S. 106).

So liefert das vorliegende Buch einen wesentlichen Beitrag zur Philosophie und Erkenntnistheorie der Naturwissenschaften, der nun dank der stets verläßlichen, äußerst gründlichen, klaren und teilweise ergänzenden, dabei selbständigen Bearbeitung STEGMÜLLERS auch dem Naturwissenschaftler und Nichtlogistiker zugänglich ist.

R. FREUNDLICH, Graz

Asymptotic Behavior and Stability Problems in Ordinary Differential Equations. Von L. CESARI. (Ergebnisse der Mathematik und ihrer Grenzgebiete: Neue Folge, Heft 16.) Mit 37 Figuren, VII, 271 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1959. Steif geheftet DM 68.—.

Der Verfasser unternimmt es, das asymptotische Verhalten gewöhnlicher Differentialgleichungen vom Standpunkt der modernen topologischen und analytischen Methode zu behandeln, wobei er sich hauptsächlich auf LJAPUNOV, POINCARÉ, BENDIXSON und andere stützt. Das zunehmende Interesse von Physik und Technik an diesem Verfahren, läßt das Erscheinen einer solchen Zusammenfassung als begrüßenswert ansehen. Bei dem riesigen Stoff ist natürlich nur eine Auswahl gewisser Gesichtspunkte und Fragestellungen möglich und kann auf Vollständigkeit kein Anspruch erhoben werden. Das enorme bibliographische Material, welches am Schluß dieses lesenswerten Buches zusammengestellt wird, zeigt so recht den Umfang, auf welchen dieses Gebiet angewachsen ist. Wenn auch nicht alle Beweise im einzelnen durchgeführt wurden, so sind doch die meisten Wege skizziert und physikalische Beispiele genau durchgeführt, so daß der Leser in der Lage ist, in die Materie einzudringen. In Ergänzung zu dem im gleichen Verlag eben erschienenen Buch von W. HAHN wird das vorliegende Werk sicher wertvollste Dienste, den auf diesem Gebiet arbeitenden Wissenschaftlern leisten.

P. URBAN, Graz

The Design of Physics Research Laboratories. Published on behalf of The Institute of Physics. Mit 79 Abb. 108 S. London: Chapman and Hall Limited; New York: Reinhold Publishing Corporation. 1959.

In der vorliegenden Abhandlung gibt das Institute of Physics, London, die Ergebnisse eines Symposions heraus, welches im November 1957 abgehalten wurde, um Gesichtspunkte und Richtlinien für Planung und Bau moderner physikalischer Forschungslaboratorien zu gewinnen. Die dabei gewonnenen Ergebnisse verdienen durchaus Beachtung und sollte irgend eine Institution vor dem Problem der Neuerrichtung eines solchen Labors stehen, so kann eine Berücksichtigung der bei dem erwähnten Symposium gewonnenen großzügigen Richtlinien sicher von Wert sein.

N. PUCKER, Graz

Vorlesungen über höhere Mathematik. Von A. DUSCHEK. Zweiter Band: Integration und Differentiation der Funktionen von mehreren Veränderlichen. Lineare Algebra. Tensorfelder. Differentialgeometrie. Zweite, neu bearbeitete Auflage. Mit 136 Textabb., VIII, 401 S. Wien: Springer-Verlag. 1958. S 270.—, DM 45.—, sfr. 46.10, $ 10.70, £ 3/16/6. Ganzleinen S 288.—, DM 48.—, sfr. 49.10, $ 11.45, £ 4/1/6.

Die vorliegende 2. Auflage des bekannten Lehrbuches der höheren Mathematik stellt eine gründliche Revision der ersten Auflage dar, bei der einzelne Abschnitte zum Teil völlig neu bearbeitet wurden. Sonst gilt für die 2. Auflage das gleiche, was schon bei der 1. Auflage gesagt wurde.

Das Werk stellt eine sehr brauchbare und hervorragende Einführung in die höhere Mathematik dar, welche jedem Hörer von Hochschul-Naturwissenschaftlicher Fachrichtung wärmstens empfohlen werden kann. P. Urban, Graz

Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics. [Symposium Nr. 6 of the International Astronomical Union, held in Stockholm, August 1956.] Mit zahlreichen Textabb., XIII, 545 S. Herausgegeben von B. Lehnert. Cambridge: At the University Press. 1958. 50 s.

Das im August 1956 in Schweden — zum Großteil in Stockholm — abgehaltene Symposium der Internationalen Astronomischen Union fand in diesem vorzüglich ausgestatteten Buch seinen wissenschaftlichen Niederschlag und damit vermittelt es auch jenen Vielen, die nicht an dieser Aussprache teilnehmen konnten, einen ausgezeichneten Einblick in den derzeitigen Stand unseres Wissens über die elektromagnetischen Erscheinungen im gesamten Kosmos, gleichgültig, ob es sich dabei um fernste Sterne, unsere Sonne oder um Vorgänge in der äußeren irdischen Atmosphäre (magnetische Stürme z. B.) handelt. Fünfzehn Staaten waren an diesem Symposium, das von H. Alfvén eröffnet wurde, vertreten und 46 Beiträge wurden während der Tagung erörtert. Darüber hinaus sind in dem Buch auch noch drei Vorträge von russischen Wissenschaftlern aufgenommen, die unmittelbar nach der Tagung in Stockholm über Starkstromgasentladungen berichteten und sieben weitere Beiträge, die zwar nicht zur Verlesung gekommen waren, deren Inhalt aber in engerer Beziehung zu den diskutierten Problemen steht. Die sieben Teile des Buches tragen dementsprechend folgende Überschriften: I Magneto-Hydrodynamics (mit den Untertiteln: Theory, Experiments and Ionized Gas in a Magnetic Field und mit Beiträgen von: H. C. van de Hulst, A. Baños, L. Davis, A. J. Kipper, S. Chandrasekhar and K. H. Prendergast, B. Lehnert, Y. Nakagawa and K. H. Prendergast, A. Schlüter, E. Åström, W. H. Bostick, R. S. Pease). II Solar Electrodynamics (Beiträge von T. G. Cowling, A. B. Severny, P. A. Sweet, J. W. Dungey, J. H. Piddington, S. Rosseland, E. Jensen und E. Tandberg-Hanssen). III Stellar Magnetism (Beiträge von H. W. Babcock, Y. Öhman, L. Spitzer, G. A. Shajn, E. R. Mustel, K. Serkowski, A. J. Deutsch, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge und W. A. Fowler). IV Solar and Interplanetary Magnetic Fields (Beiträge von H. W. Babcock, H. D. Babcock, L. Biermann, E. Jensen, A. Schlüter, S. Temesváry, T. Gold, J. P. Terletzky und H. Alfvén). V Electromagnetic State in Interplanetary Space (Beiträge von V. C. A. Ferraro, L. Block und S. F. Singer über magnetische Stürme und Beiträge über kosmische Strahlen von S. E. Forbush, D. Venkatesan, J. A. Simpson, V. Sarabhai, N. W. Nerurkar, S. P. Duggal, T. S. G. Sastry, E. A. Brunberg, H. Elliot, P. Rothwell, A. Ehmert, E. N. Parker, W. F. G. Swann, Y. Sekido, S. Yoshida, Y. Kamiya und W. H. Benett). VI High Current Discharges (Beiträge von L. A. Artsimovich, A. L. Besbatschenko, I. N. Golovin, D. P. Ivanov, V. D. Kirillov, N. A. Javlinskij und W. D. Schafranow) und schließlich Teil VII, betitelt Additional Contributions, beigesteuert von P. A. Sweet, S. A. Kaplan, M. Kopecky, I. S. Shklovsky, G. R. Burbidge und S. B. Pikelner. Bereits aus dieser Aufzählung kann man entnehmen, wie ausführlich an diesem Symposium von Kennern der Problematik dieses Spezialgebietes die jüngst erzielten Fortschritte nach allen Richtungen hin erörtert wurden. So liegt ein besonderer Vorteil des Buches unzweifelhaft in der ausführlichen Wiedergabe der an die einzelnen Vorträge sich anschließenden Diskussionen, die meist vielmehr als die Einzelvorträge selbst die noch bestehenden Schwierigkeiten zu Tage treten lassen. Erst sie lassen vielfach erkennen, wo neue Überlegungen einsetzen müssen und so

stellen sie gleichsam die Kristallisationskerne für die weitere Forschung dar. Damit aber wendet sich diese Vortragssammlung nicht nur an den Astronomen, sondern ebenso richtungsweisend auch an den Physiker und Geophysiker, der sich mit Problemen der Aeronomie, des Erdmagnetismus oder mit jenen der kosmischen Strahlung befaßt. O. Burkard, Graz

Elementare Mechanik vom höheren Standpunkt. Von L. Föppl. Mit 71 Bildern und 8 Bildtafeln, 174 S. München: R. Oldenbourg. 1959. Geb. DM 20.—.

Aus dem Vorwort: Das vorliegende Buch ist nicht zu dem Zweck geschrieben worden, die Zahl der vorhandenen Lehrbücher der Mechanik um ein weiteres zu vermehren. Es wendet sich nicht an den Anfänger, sondern an den Fortgeschrittenen, der schon die Anfangsgründe der Mechanik kennt und das Bedürfnis empfindet, die Mechanik von einem höheren Standpunkt aus zu betrachten. — Wie der Kenner leicht feststellen kann, hat sich der Verfasser sowohl in der Darstellung wie auch durch Beispiele bemüht, vor allem den fortgeschrittenen Studierenden eines Ingenieurfaches oder der Technischen Physik und den nach vertiefter Ausbildung strebenden fertigen Ingenieur und Physiker anzusprechen.

Wer nun das Buch näher ansieht, wird ein wenig enttäuscht sein. Natürlich findet man auf knappem Raum die meisten einfachen Resultate der Mechanik der Massenpunkte und einige wenige des starren Körpers, auch den Differential- und Integralprinzipien wird je ein Abschnitt gewidmet. Die Beispiele sind durchaus einfach und so gewählt, daß sie mit geringem Aufwand zu rechnen sind. Im letzten Abschnitt, der Relativitätstheorie, wäre ein Zahlenbeispiel zu wünschen; die Lichtgeschwindigkeit ist enorm groß und daher findet man selten zutreffende Vorstellungen über die tatsächliche Größe der Abweichungen der relativistischen von der Newtonschen Mechanik.

Das Buch bietet aber einen sehr schönen Überblick über die Entwicklung der Mechanik und dadurch wird es lesenswert. Man lernt die Leistungen eines Galilei, Kepler und Huyghens, die mit großem Scharfsinn doch nur Einzelprobleme lösen konnten, besser einschätzen. Dann sieht man wie, nachdem Newton einmal die tragenden Begriffe gefunden hatte, Euler und die Bernoullis das mathematische Rüstzeug weiterentwickelten, mit dem dann Lagrange und Hamilton, nach Vorarbeiten von d'Alembert, die Mechanik in die Form brachten, in der wir sie heute lernen und bewundern.

Weil das Buch diesen Sinn für die historische Entwicklung weckt und pflegt, dies aber im Unterricht oft nur mangelhaft geschieht, wird es den vom Verfasser ins Auge gefaßten Leserkreis, soweit geschichtliches Interesse vorhanden ist, sicher ansprechen. H. Neuer, Graz

Signal, Rauschen und Auflösung von Zählverstärkern für die Kerntechnik. Von A. B. Gillespie. Übersetzung aus dem Englischen mit Genehmigung des Verlages McGraw Hill, New York. Mit 61 Abb., 7 Tafeln, 150 S. Berlin: VEB Verlag Technik. Ganzleder DM 12.80.

Das Buch zeichnet sich durch seine klare, verständliche und detaillierte Darstellung der Vorgänge und Schaltglieder aus. Das Kapitel über Ionisationskammern gibt eine gute Einführung in die Funktionsweise und den Einfluß der nachfolgenden Schaltelemente. Das Kapitel über Röhren- und Schaltungsrauschen bietet jedem, der sich mit diesen Problemen beschäftigen muß, eine umfassende qualitative Darstellung aller Arten von Rauschursachen. Quantitative Ergebnisse werden meist nur kurz zitiert, aber mit experimentellen Untersuchungen verglichen und in vielen Kurvenbildern wiedergegeben. Die praktischen Erfahrungen die der Verfasser darin vermittelt, sind sehr wertvoll, man hätte sich nur eine noch ausführlichere Darstellung der Untersuchungsmethoden gewünscht. Die Untersuchungen über

das Signal-Rauschverhältnis sind wieder mehr theoretisch gehalten, zeigen jedoch sehr schön den Zusammenhang zwischen diesem und der Bandbreite und dem Auflösungsvermögen.

Auch die beiden letzten Kapitel über Empfindlichkeit der Verstärker und über Szintillations- und Proportionalzähler vergleichen theoretische Ergebnisse mit experimentellen. Die Berechnungen des Anhanges sind zu ausführlich gehalten und gleichen manchmal einem Lehrbuch über Integralrechnung. Die Ausstattung und der Druck sind vorzüglich. N. Pucker, Graz

Fundamental Aspects of Reactor Shielding. Von H. Goldstein. London: Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1959. $ 9,75.

In den ersten Kapiteln ermittelt der Verfasser jene aus einem Kernreaktor austretenden Strahlungen, die schädlich sind, und gibt qualitative und quantitative Angaben über deren biologische Wirkungen.

Anschließend werden die gefährlichsten Strahlen, Neutronen und γ-Strahlen, hinsichtlich ihrer Entstehung analysiert und die Versuche angegeben, mit denen die Abschirmungsvorrichtungen getestet wurden.

In den letzen beiden Kapiteln werden die Möglichkeiten zur Berechnung der Ausbreitungs-, bzw. Durchdringungsfähigkeit und Wechselwirkungen der freiwerdenden Neutronen- und γ-Strahlung angeführt.

Das Buch ist für alle Fachleute wertvoll, die mit dem Bau von Kernreaktoren zu tun haben. Es ist aber auch jenen zu empfehlen, die sich mit strahlenden Stoffen beschäftigen. Das Buch enthält eine große Zahl von Tabellen und Figuren mit empirischem Material. H. Zingl, Graz

Grenzschichtforschung — Boundary Layer Research. IUTAM Symposium Freiburg/Br. 1957. Herausgegeben von H. Görtler. Mit 206 Abb., XII, 411 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1958. Ganzleinen DM 67.50.

33 Vortragstexte und zahlreiche Diskussionsbeiträge bilden den Inhalt des von H. Görtler herausgegebenen Berichtes über das von der Internationalen Union für theoretische und angewandte Mechanik veranstaltete Symposium über Grenzschichtforschung. Die Vorträge umfassen Fragen der stationären laminaren und turbulenten Grenzschicht, die Stabilität der laminaren Grenzschicht inkompressibler und kompressibler Medien, die Wechselwirkung zwischen Verdichtungsstößen und Grenzschichten, ferner Fragen der instationären Grenzschicht, das dreidimensionale Grenzschichtproblem und Strömungsvorgänge in Freistrahlen.

Aus der Fülle des dargelegten Stoffes werden ohne jeglichen Anspruch auf Vollständigkeit nur einige Einzelheiten herausgegriffen. J. Ackeret weist an Hand einer verhältnismäßig einfachen Theorie die starke Abhängigkeit nach, die zwischen dem Verlauf der Grenzschichtdicke in einem Diffusor und der Grenzschichtstärke am Eintritt besteht, und bringt diese Theorie in gute Übereinstimmung mit Messungen an geraden und gekrümmten erweiterten Kanälen. Die Görtlersche Theorie der Instabilität einer Laminarströmung in der Nähe einer konkav gekrümmten Wand gegenüber Störungen in Gestalt von Wirbeln, deren Achsen parallel zur Hauptströmungsrichtung liegen (dreidimensionale Strömung), wird von Görtler und Wittig ausgedehnt auf ebene Strömungen, die primär durch ebene Wellen gestört sind.

C. Ferrari untersucht den Einfluß der Grenzschicht auf die Druckverteilung in einer Überschallströmung. G. E. Gaad behandelt ausführlich die Wechselwirkung zwischen Verdichtungsstößen und Grenzschichten unter anderem auch an gekühlten und beheizten Wänden.

Mit periodischen, bzw. instationären Grenzschichten befassen sich unter anderem H. Bergh, F. K. Moore, L. N. Persen und W. Wuest. In der Dis-

kussion über diese Frage wurde auf die Schwierigkeit hingewiesen, den Begriff der Ablösung einer instationären Strömung exakt zu definieren.

Dreidimensionale Grenzschichtprobleme werden unter anderem von E. A. Eichelberger, R. Michel und K. Oswatitsch behandelt, Strömungsvorgänge an Freistrahlgrenzen von R. Wille und O. Wehrmann.

S. A. Schaaf, L. Talbot, H. J. Kaeppeler und A. Zaddach leisteten Beiträge zum Thema Grenzschichten in verdünnten Gasen.

Die schöne Ausstattung des Buches, vor allem aber die Tatsache, daß es die neuesten Forschungsbeiträge aus zahlreichen Ländern enthält, machen es für jeden empfehlenswert, der sich über den derzeitigen Stand der Grenzschichtforschung informieren, bzw. auf dem laufenden halten will.

H. Winter, Graz

Grimsehl: Lehrbuch der Physik. Band II: Elektromagnetisches Feld. Vierzehnte Auflage. Herausgegeben von W. Schallreuter. Mit 680 Abbildungen, VIII, 563 S. Leipzig: B. G. Teubner Verlagsgesellschaft. 1959. Geb. DM 16.20.

Dieser Band ist wieder ein typischer Grimsehl mit allen seinen Vorzügen. Die einzelnen Abschnitte sind an Übersichtlichkeit kaum zu übertreffen, dabei wird der Stoff so anschaulich wie möglich gebracht.

Erst beim genaueren Studium fallen die vielen Änderungen dieser Auflage auf. So wurde die Reihenfolge des Stoffes wesentlich umgestellt. Andererseits wurden Abschnitte, die heute hauptsächlich nur mehr historische Bedeutung haben, wesentlich gekürzt und damit Platz für neue Abschnitte gemacht.

Der erste Teil behandelt das statische elektrische und magnetische Feld, wobei sich der Herausgeber auf das Gausssche CGS-System festlegt. Neu ist ein Artikel über die molekularen Vorgänge bei der Polarisation des Dielektrikums mit einer Beschreibung der Debyeschen Dipoltheorie und einer Tabelle, beinhaltend die Dipolmomente und Polarisierbarkeiten einiger Stoffe. Eine ausführlichere Darstellung des Abschnittes „Spannung" durch Hinzunahme des Zusammenhanges von Feldstärke und Potential und das Versehen einiger Abschnitte mit neuen Zeichnungen erweisen sich als vorteilhaft.

Im zweiten Teil wird der stationäre elektrische Strom behandelt. Die Elektrostenolyse, der elektrische Durchschlag und die Abschnitte 44 bis 49 (Beziehungen zwischen Magnetfeld und Stromstärke) präsentieren sich nun in einer viel klareren Darstellung. Die Theorie der Ionenbewegung und der mit der Spannungsreihe und den Teilchenstrahlen zusammenhängende Stoff wurden wesentlich erweitert. Dagegen wurden die Erklärungen der Gasentladung wesentlich gekürzt und die Kapitel über den lichtelektrischen Effekt herausgenommen, da diese im neuen Atomband aufgenommen wurden.

Wesentliche Änderungen enthält der letzte Teil: „Das zeitlich veränderliche elektromagnetische Feld." Im einzelnen wurden folgende Kapitel in dieser Auflage neu aufgenommen: Einstein-De Haas-Effekt, Röhrenvoltmeter, Verstärkungsgrad einer Triode, Mehrgitterröhren, Transistoren, RC-Generatoren, Dynatron, Thyratron, Klystron, Frequenzwandlung, Amplituden-, Phasen- und Frequenzmodulation, sowie im Gegensatz hierzu die Impulsmodulation, Frequenzfilterung, Zenneck-Wellen und UKW (vor allem die Erzeugung von cm- und mm-Wellen mit Hohlraumresonatoren).

Auf Grund der vorhin aufgezählten neuen Abschnitte ist bereits ersichtlich, daß es dem Herausgeber gelungen ist, den Inhalt dieses bekannten Lehrbuches den heutigen Bedürfnissen anzupassen.

Druck und Ausstattung sind wieder vorbildlich. Das Buch kann allen Lehrern und Studierenden wärmstens empfohlen werden. H. Zingl, Graz

Theorie und Anwendung der direkten Methode von Ljapunov. Von W. Hahn. Mit 142 Seiten, VIII. (Ergebnisse der Mathematik und ihrer Grenzgebiete: Neue Folge, Heft 22.) Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1959. Steif geheftet DM 28.—.

Bekanntlich hat die grundlegende Arbeit von A. M. Ljapunov (1857 bis 1918) über die Stabilität der Bewegung seinerzeit nur wenig Beachtung gefunden und schien lange Zeit hindurch vergessen zu sein. Besonders sowjetische Mathematiker griffen vor etwa 25 Jahren diese Untersuchungen wieder neu auf und bemerkten, daß sich die Ansätze von Ljapunov zur Lösung bestimmter Probleme in Physik und Technik besonders eigneten. Die in letzter Zeit sehr zunehmende Zahl der Veröffentlichungen über die von Ljapunov begründete Stabilitätstheorie zeigt das wachsende Interesse. Besonders die Theorie der direkten Methode wurde in den letzten Jahren sehr gefördert und zu einem Abschluß gebracht. Dies rechtfertigt die von W. Hahn nunmehr vorliegende Monographie, die es unternimmt, diese Dinge einem größeren Kreis näherzubringen, da ja die gesamte Literatur fast nur in russischer Sprache erschien und vielen daher schwer zugänglich ist. Das Buch ist sehr übersichtlich abgefaßt. Die beiden ersten Kapitel enthalten den elementaren Teil der Theorie, der für die Anwendung im wesentlichen ausreicht. Dabei werden nur geringe Vorkenntnisse vorausgesetzt, wie z. B. die Theorie der Differentialgleichungen und der Matrizenrechnung. Das 3. Kapitel bringt Anwendungen über technische Probleme, welche geeignet sind, die in den ersten Kapiteln gebrachte Theorie zu verstehen. Die Kapitel 4 bis 7 bauen die Theorie weiter aus, das abschließende Kapitel 8 erweitert dann die direkte Methode, so daß mit ihrer Hilfe eine allgemeine Stabilitätstheorie aufgebaut werden kann. Dieser letzte Abschnitt erfordert etwas mehr mathematische Vorkenntnisse. Die klare Darstellung und die dabei zum Ausdruck gebrachte pädagogische Art der Erklärung wird sicherlich der Theorie von Ljapunov eine große Anzahl von Interessenten zuführen.

P. Urban, Graz

Halbleiter und Phosphore. Vorträge des Internationalen Kolloquiums 1956 „Halbleiter und Phosphore" in Garmisch-Partenkirchen. Herausgegeben im Auftrage des Kuratoriums von M. Schön, München und H. Welker, Erlangen. Mit 391 Abb., VIII, 684 S. Braunschweig: Friedr. Vieweg & Sohn. 1958. Ganzl. DM 68.—.

Kristallwachstum und Kristallfehler, der Einbau von Fremdatomen in das Kristallgitter, Oberflächenerscheinungen sowie die thermischen, elektrischen und diamagnetischen Eigenschaften von Halbleitern und Phosphoren sind die Grundthemen des vorliegenden Buches. Die große Bedeutung derselben für die Physik sowie für die ständig fortschreitende Technik braucht nicht mehr betont zu werden. Etwa 100 Vorträge wurden über die genannten Gebiete gehalten. Aus den von berufendster Seite gegebenen Referaten einerseits, sowie aus den Originalbeiträgen andererseits geht hervor, daß bei den behandelten Problemen entscheidende Fortschritte gewonnen werden konnten. Die Art der Darstellung in Verbindung mit den Literaturangaben ermöglicht es auch dem Nichtspezialisten, sich mit den behandelten Teilgebieten bekannt zu machen. Es ist daher allgemein sehr zu begrüßen, daß diese Beiträge zur Physik und Chemie der Halbleiter und Phosphore gesammelt herausgegeben wurden.

R. Gebauer, Graz

Halbleiterprobleme in Referaten des Halbleiterausschusses des Verbandes Deutscher Physikalischer Gesellschaften, Heidelberg 1957. Band IV: Herausgegeben und kommentiert von W. Schottky. Mit 96 Abb., VIII, 384 S. Braunschweig: Friedrich Vieweg & Sohn. 1958. Geb. DM 46.80.

Der eben erschienene Band IV der Reihe: Halbleiterprobleme gibt einen Überblick über die Referate und Diskussionen der Ende September 1957 in Heidelberg

abgehaltenen Referatentagung. Er enthält sieben Referate, welche so recht das Anwachsen dieses in letzter Zeit besonders aktuellen Gebietes zeigt. Das erste Referat von H. Haken bringt den derzeitigen Stand der Exzitonenforschung in Halbleitern. Obwohl Exzitonen als Vorstufen der Bildung eines freien Elektronenpaares bei Ge und Si nur unter speziellen Versuchsanordnungen bemerkt werden, treten bei einer Anzahl von Mehrstoff-Verbindung Effekte hervor, deren Exzitonencharakter größte Wahrscheinlichkeit besitzt. Dieses Referat besitzt daher für den Halbleiterphysiker besonderes Interesse. Der Verfasser bringt in durchsichtiger und theoretisch fundierter Weise den heutigen Stand dieses Problems, wobei viele Hinweise auf ungeklärte theoretische und experimentelle Probleme Anregungen zu neuen Arbeiten bieten. Der Vorteil des vorliegenden Werkes liegt auch darin, daß interessante und lehrreiche Diskussionen im Anschluß an das Referat gebracht werden. Es ist unmöglich auf alle Referate genau einzugehen, so sei es dem Referenten gestattet einiges herauszugreifen.

Das zweite Referat von P. Haasen und A. Seeger behandelt die plastische Verformung von Halbleitern und deren Einfluß auf die elektrischen Eigenschaften. Hier findet man eine sehr eingehende Darstellung der Versetzungserscheinung in Kristallen, welch letztere speziell bei der Herstellung und Anwendung von Gleichrichtern und Transistoren in der Praxis von großer Wichtigkeit sind. Hier wäre vor allem auf die elektrische Wirkung der Versetzungen, bzw. die Frage des Einflusses der Versetzungen und auf die Lebensdauer der elektronischen Träger hinzuweisen. Auch dieses Referat wird durch interessante Diskussionen abgeschlossen, die dem heutigen Stand der Wissenschaft und die Ansicht der einzelnen Forschungszentren klar zum Ausdruck bringen. Von besonderer Bedeutung ist das Referat des Altmeisters auf diesem Gebiete, Herrn Prof. W. Schottky zur Frage der rationalen Störstellenbezeichnung. Es stellt sich dabei heraus, daß die Grundlagen der statistischen Störstellentheorie, die zur Berechnung der inneren Störstellengleichgewichte und etc. notwendig sind, bisher noch nicht vollkommen geklärt sind, da von einem einheitlichen Gesichtpunkt gesprochen werden kann. Der Artikel macht es sich zur Aufgabe, die theoretischen Grundlagen und Begriffe, für die Symbole festzulegen und einwandfrei herauszuarbeiten. Dabei geht der Verfasser besonders auf die Rolle des Gittermoleküls ein und zeigt, daß die statistischen Ansätze nur mit Hilfe dieses Begriffes formuliert werden können. Auch wird der Unterschied zwischen den statistischen chemischen Potentialen bestimmter Störstellenarten und dem thermodynamischen chemischen Potential der in der betreffenden Störstellenart enthaltenen unabhängigen Bestandteil klar herausgearbeitet.

Der siebente Artikel aus der Feder von M. Schön muß von allen Fachgenossen aufs wärmste begrüßt werden, bringt er doch eine moderne Darstellung die Kinetik der Photoleitungs- und Phosphoreszenzprozesse. Der Verfasser bringt das Thema an Hand der praktisch so wichtigen Sulfidphosphore und gibt einen allgemeinen Überblick über die quantitativen Ansätze, die eine vollständige Behandlung der auftretenden Photo- und Leuchteffekte ermöglichen. Auch dieser Artikel wird durch die Diskussion und verschiedene Anregungen des Herausgebers ergänzt.

Dieser vierte Band der Halbleiterprobleme stellt ein rühmenswertes Zeugnis für die Tätigkeit des Halbleiterausschusses und für die Deutsche Physikalische Gesellschaft dar.

P. Urban, Graz

Handbuch der Kältetechnik. Herausgegeben von R. Planck. Achter Band: Erzeugung sehr tiefer Temperaturen. Gasverflüssigung und Zerlegung von Gasgemischen. Von H. Hausen. Mit 307 Abb., XII, 412 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1957. Ganzleinen DM 72.—, Subskr.-Preis DM 57.60.

Die vom Verfasser in seinem Vorwort ausgesprochene Befürchtung, das Buch könnte vielen zu theoretisch ausgerichtet erscheinen, kann nach Durchsicht des gelungenen Werkes wohl nicht beigepflichtet werden.

Dieser (achte) Band des Handbuches der Kältetechnik gibt nicht nur dem theoretisch Interessierten, sondern auch dem Praktiker wertvolle Aufschlüsse und Anregungen.

Ein breiter Raum wurde den theoretischen Grundlagen eingeräumt, ebenso der Beschreibung der Verflüssigung und Zerlegung von Gasen und Gasgemischen sowie ihrem apparativen Aufwand.

Will man sich in umfassender Weise über die Theorie der Wärmeübertragung im Gegenstrom, über Kompressoren, Expansionsmaschinen, den Transport verflüssigter Gase, die Gewinnung von Edelgasen oder etwa die Anwendung von Sauerstoff in Medizin, im Chem.-physik. Labor oder in der Hüttenindustrie orientieren — um nur einiges aus dem umfassenden Inhalt herauszugreifen —, der Handbuchcharakter ist überall angenehm merklich: das handliche Werk ersetzt eine kleine Bibliothek dieses Wissengebietes.

Rein äußerlich zeichnet sich das Buch durch gediegene Ausführung und gute Bilder aus. S. Grasenick, Graz

Handbuch der Physik — Encyclopedia of Physics. Herausgegeben von S. Flügge. Band VI: Elastizität und Plastizität. Mit 254 Figuren, VII, 642 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1958. Ganzleinen DM 145.—, Subskriptionspreis DM 116.—.

Dieser Band ist in englischer Sprache geschrieben. Sieben bedeutende englische und amerikanische Fachleute geben einen umfassenden Überblick über das Gebiet der Elastizität und Plastizität fester Körper. Der Inhalt des Buches ist in sechs zum Teil sehr umfangreiche Abschnitte eingeteilt.

Der erste Abschnitt, verfaßt von I. N. Sneddon und D. S. Berry behandelt gewisse Teile der klassischen Theorie der Elastizität mit einer ausreichenden Besprechung von speziellen Problemen. Ausgehend von der Analyse der Verformung und der Analyse der Spannung werden die allgemeinen Grundgleichungen der klassischen Theorie der Elastizität entwickelt. Dabei wird das Hookesche Gesetz zuerst für den Fall größter Anisotropie angesetzt und schließlich in seiner einfachsten Formulierung bei vollständiger Symmetrie eingeführt. Anschließend werden zunächst zwei einfache Probleme von technischer Bedeutung behandelt, nämlich die Torsion von zylindrischen Körpern und die Biegung von Balken. Dann folgt die allgemeine Theorie der zweidimensionalen Probleme der Elastostatik mit der für die beiden Arten von solchen Problemen gleichen mathematischen Formulierung. Übergehend auf die Lösungsmethoden wird erst der von Airy geschaffene fruchtbare Weg beschritten (Airysche Spannungsfunktion). In weiterer Verfolgung wird die funktionentheoretische Methode in der Darstellung von A. C. Stevenson, die ähnlich aber etwas allgemeiner als die von Kolosov und Muskhelishvili ist, gebracht, sodann folgen die die Cauchy Integrale, bzw. die Fourier-Transformation verwendenden Methoden, sowie verschiedenartige Anwendungen auf die bekannten Probleme. Sodann gehen die Verfasser auf die dreidimensionalen elastostatischen Probleme über. Hier gibt es keine so wirksamen analytischen Methoden wie in der Theorie der zweidimensionalen Probleme, aber die Theorie von Betty, die Theorie der Integraltransformationen sowie die Verwendung von krummlinigen Koordinaten liefern nützliche Methoden zur Lösung einer begrenzten Zahl von Spezialproblemen. Ein weiterer kurzer Unterabschnitt behandelt einige Probleme, in denen die eingeprägten Kräfte zeitlich veränderlich sind, so daß in festen Körpern Spannungen dynamischer Natur ent-

stehen. Der Hauptteil dieser Arbeit hat die Ausbreitung von elastischen Wellen zum Gegenstand. Den Abschluß über die klassische Theorie der Elastizität bildet kurz noch die Behandlung von Spannungszuständen in einem Körper, der thermischen Veränderungen unterworfen ist (Thermoelastizität).

Der zweite Abschnitt, verfaßt von H. T. JESSOP, ist der Spannungsoptik gewidmet. Nach einer geschichtlichen Einleitung werden zuerst die physikalischen Grundlagen dieses Verfahrens sowie die Grundsätze der Spannungsoptik behandelt. Hierauf wird dem Leser, nach Schilderung der modernen photoelastischen Einrichtungen und der Eigenschaften der verwendeten Materialien, die Ermittlung zweidimensionaler Spannungszustände ausführlich dargestellt. Im weiteren wird auf die Erforschung der dreidimensionalen Spannungszustände ausführlich eingegangen. Dabei werden die praktischen Verfahren der Spannungsoptik eingehender behandelt, da es kein Lehrbuch gibt, welches die Entwicklungen der letzten Jahre enthält. Die weiteren reichhaltig bebilderten Anwendungen der Spannungsoptik auf zweidimensionale und dreidimensionale Probleme bringen eine Reihe schönster Beispiele.

Der dritte und größte Abschnitt dieses Buches behandelt die mathematischen Theorien des inelastischen Kontinuums. Er stellt, wie die Verfasser selbst betonen, das Bemühen dar, den augenblicklichen Stand dieses noch sehr in Entwicklung begriffenen Wissensgebietes darzulegen. Der erste Teil bringt, von A. FREUDENTHAL behandelt, eine eingehende Darstellung des Verhaltens des inelastischen Kontinuums, der zweite Teil, von H. GEIRINGER bearbeitet, betrifft die mathematische Theorie des idealplastischen Körpers. Der erste Teil ist in vier größere Unterabschnitte geteilt, die im einzelnen Mechanik und Thermodynamik des inelastischen Kontinuums, die Spannungs-Deformationsbeziehungen, das viscoelastische und das viscoplastische Medium betreffen und mit Problemen der Strukturmechanik abschließen. Im Zusammenhang darf auf das hervorragende Buch von A. FREUDENTHAL „Inelastisches Verhalten von Werkstoffen" hingewiesen werden, das in der deutschen Übersetzung vorliegt und dessen Studium die Möglichkeit bietet, sich in die vorliegenden, teilweise schwierigen, Abschnitte der modernen Stoffmechanik einzuleben. Der zweite Teil des dritten Abschnittes beschränkt sich dagegen auf den idealplastischen Körper und bringt den derzeitigen Stand der mathematischen Behandlung seines Fließverhaltens. Im einzelnen bezieht sich der Inhalt der Reihe nach zuerst auf die Darstellung der Grundgleichungen, dann folgt das Problem des ebenen Deformationszustandes, hierauf das allgemeine ebene Problem und schließt ab mit Randwertproblemen, von denen einige elastisch-plastische Probleme (das Torsionsproblem, das dickwandige Rohr, der flache Ring und die flache Scheibe in elastisch-plastischem ebenen Spannungszustand) und einige plastisch-starre Probleme sind, wie der Keil unter einseitiger Belastung, plastische Massen zwischen rauhen starren Platten.

Der vierte Abschnitt, von M. REINER bearbeitet, befaßt sich mit der Rheologie, einem Gebiet der Physik, das allgemein die Deformation von Stoffen durch äußere Kräfte zum Inhalt hat, wobei man fand, daß durch Kombination idealisierter Werkstoffe reale Werkstoffe mit beliebiger Annäherung dargestellt werden können. Eine Einleitung und ein Kapitel über klassische Körper (der HOOKEsche Festkörper der ST. VENANTsche plastische Körper, die NEWTONsche Flüssigkeit) stellen die Vorbemerkungen zu diesem Abschnitt dar. Hierauf folgt in ausführlicher Behandlung die Makrorheologie. Dann folgt, mit dem Ziel die phänomenologischen Gesetzmäßigkeiten aus grundlegenderen mikrophysikalischen Gesetzen abzuleiten, die Mikrorheologie. Daran schließt sich dann noch ein kurzes Kapitel über Rheometrie.

Der fünfte Abschnitt, verfaßt von G. R. IRWIN, verfolgt den Zweck, die Hauptgesichtspunkte niederzulegen, die man für die Erklärung von Versuchs-

beobachtungen bei der Entwicklung eines Bruches in einem festen Körper braucht. Es werden betrachtet Spannungs- und Kraftbeziehungen bei der Entstehung eines Bruches, die Bildung und Ausbreitung von Rissen, das Spannungsfeld in der Nähe eines sich ausbreitenden Risses, die Frage der Rißgeschwindigkeit, die Frage der Verzweigung von Rissen und schließlich der Größeneinfluß auf den Bruchvorgang.

Der sechste und letzte Abschnitt, für den wieder A. Freudenthal zeichnet, betrifft kurz zusammengefaßt die Bruchgefahr fester Körper bei wiederholter Beanspruchung. Ausgehend von den bekannten Erscheinungen des Ermüdungsbruches werden die Mikrovorgänge, die zur Rißentstehung führen, sowie die Rißausbreitung besprochen. Daran schließen sich die Ermüdungstheorien, und zwar die phänomenologischen und die Strukturtheorien. Schließlich erstrecken sich die Betrachtungen noch auf die wichtige Frage der Voraussage der Lebensdauer unter Schwingungsbeanspruchung bei variierender Amplitude.

Der vorliegende VI. Band des Handbuches der Physik ist von hervorragendem wissenschaftlichem Niveau. Die einzelnen Abschnitte geben einen tiefen Einblick in das Gebiet der Elastizität und Plastizität der festen Körper und führen vielfach an den letzten Stand der Entwicklung heran. Der VI. Band stellt für Lehre und Forschung auf diesem Gebiete eine unentbehrliche Bereicherung dar. Am Ende eines jeden Abschnittes wird der Leser durch eine umfangreiche Zusammenstellung neuesten Schrifttums unterstützt. Am Ende des Buches ist für den deutschen Leser noch ein deutsch-englisches und ein englisch-deutsches Sachverzeichnis angeschlossen, das einen wichtigen Behelf für viele dieser Leser darstellen wird. Das vorliegende Buch verdient eine uneingeschränkte Empfehlung.

E. Tschech, Graz

Handbuch der Physik — Encyclopedia of Physics. Herausgegeben von S. Flügge. Band XII: Thermodynamik der Gase. Mit 253 Figuren, VI, 686 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1958. Ganzleinen DM 154.—, Subskr.-Preis DM 123.20.

Die bereits in den früher erschienenen Bänden des Handbuches vielfach benutzte und sich bewährende Aufteilung des Stoffgebietes auf Wissenschaftler des deutschen und englischen Sprachraumes findet sich auch hier wieder, von den sechs Beiträgen sind vier in englischer und zwei in deutscher Sprache abgefaßt. Der erste Abschnitt (mit 72 Seiten) ist den Eigenschaften der realen Gase gewidmet ("The Properties of Real Gases" von Dr. John Shipley Rowlinson, Manchester) wobei naturgemäß die experimentelle Seite in den Vordergrund gerückt erscheint. Gleichsam als Ergänzung hierzu beschäftigt sich hingegen der zweite Abschnitt (auf 132 Seiten) mit der Theorie der realen Gase ("Theory of Real Gases", bearbeitet von Prof. Dr. Joseph E. Mayer, Chicago). Als Brücke vom realen zum idealen Gas fungiert der dritte, von Prof. Dr. Harold Grad (New York) verfaßte Abschnitt "Principles of the Kinetic Theory of Gases" (90 Seiten). Der weitaus größte Raum, nämlich 220 Seiten, ist den „Transporterscheinungen in Gasen von mittlerem Druck" eingeräumt; ein Kapitel, das Prof. Dr. Ludwig Waldmann (Mainz) zum Verfasser hat und dessen Inhalt weit bis in die Randgebiete des im Titel aufscheinenden Hauptthemas vorstößt. Nicht nur die Meßmethodik und die Phänomenologie von Reibung, Wärmeleitung und Diffusion in Gasen werden eingehend behandelt, sondern der Verfasser verstand es auch, die manchmal recht komplizierte Theorie in lehrbuchartiger Breite auf dem engen Raum unterzubringen, so daß auch dem Studierenden die Wege zum Verständnis geöffnet werden. Von den über dreihundert Originalarbeiten, die in diesem Beitrag Verwendung gefunden haben, stammen fast 40% aus dem letzten Jahrzehnt; mit ein Zeichen dafür, wieweit auch neueste Erkenntnisse – gleichgültig ob theoretischer oder

experimenteller Natur — zur Darstellung gelangten. Einen besonderen Vorteil dieses Beitrages sehe ich aber auch in dem immer wieder zu Tage tretenden Bemühen des Verfassers, Theorie und experimentelle Ergebnisse einander gegenüberzustellen und miteinander zu vergleichen.

Das nun folgende Kapitel „Allgemeine Vakuumphysik" von Prof. Dr. Rudolf Jaeckel (Bonn) wendet sich vorwiegend wohl an den Techniker und Experimentator, doch kommt auch die Theorie keineswegs zu kurz, teils als Erläuterung zu Meßinstrumenten, teils sich einfügend in den Titel des ganzen Bandes, wie z. B. der Abschnitt über die Thermodynamik der Düsenvorgänge und Überschallströmungen. Seine Ergänzung findet dieses Kapitel im Beitrag von Prof. Dr. Daniel Alpert (Urbana), der "Production and Measurement of Ultrahigh Vacuum" betitelt ist. Man möchte dieses Kapitel nicht missen, ist doch schon für jede Elektronenröhre die Erzeugung eines Hochvakuums erforderlich und die Raketen und in den Weltraum vorstoßenden Satelliten wieder sollen das dort bestehende Vakuum zu messen gestatten.

Die Wiedergabe der zahlreichen Zeichnungen, Diagramme und Tabellen, sowie insbesonders auch der Schriftsatz für die oft recht schwierigen Formeln ist hervorragend und scheint geradezu zu wetteifern mit dem Inhalt, der schlechtweg alle Wünsche, die man billiger Weise an ein Handbuch stellen kann, erfüllt.

O. Burkard, Graz

Handbuch der Physik — Encyclopedia of Physics. Herausgegeben von S. Flügge Band XXXVII/1: Atome III — Moleküle I. Mit 215 Figuren, VI, 439 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1959. Ganzleinen DM 120.—. Bei Verpflichtung zur Abnahme des gesamten Handbuches Subskriptionspreis Ganzleinen DM 96.—.

Der erste Beitrag Atomic and Molecular Spectroscopy stammt von P. Kusch und V. W. Hughes. Zuerst wird die Bedeutung dieser Messungen aufgezeigt, die heute vorwiegend zur Bestimmung der Übergangsfrequenzen herangezogen wird und die durch Beobachtung der Eigenschaften des Atoms oder Moleküls vor und nach dem Übergang erfolgt.

Während sich der erste Teil vorwiegend mit den experimentellen Anordnungen beschäftigt und die Erzeugung, Eigenschaften (Strahlengeometrie, Intensität, Geschwindigkeitsverteilung etc.) der Strahlen und die verschiedenen Nachweismethoden behandelt, findet man im nächsten Teil eine genaue Theorie der Ablenkung, vor allem für den Spezialfall von Teilchen gleicher Geschwindigkeit, sowie das Verhalten magnetischer Dipole im Magnetfeld und der elektrischen Dipole im elektrischen Feld. Abschließend wird der Einfluß oszillierender Felder beschrieben.

Die beiden nächsten Abschnitte betreffen die derzeitigen Forschungen mit Hilfe von Atom- bzw. Molekülstrahlen. Im ersten Fall liegt das Schwergewicht auf Messungen der Hyperfeinstruktur, während im anderen Fall vorwiegend die an zweiatomigen Molekülen gewonnenen Ergebnisse aufgezählt werden. Die experimentellen Ergebnisse werden durch Vergleich mit der Theorie gedeutet.

Der zweite Artikel The Vibration-rotation Energies of Molecules and their Spectra in the Infra-red von H. H. Nielsen untersucht Moleküle, die aus mehr als zwei Atomen bestehen. Zuerst wird das Problem klassisch und hernach quantenmechanisch behandelt. Es wird die Energie in Therme für den linearen, zwei- und dreidimensionalen Oszillator und den Rotator aufgespalten, wobei der letztere hinsichtlich seiner Symmetrieeigenschaft genauer untersucht wird. Abschließend werden die abgeleiteten Formeln mit den experimentellen Ergebnissen im ultraroten Spektrum verglichen, wobei die Moleküle in Gruppen hinsichtlich ihrer

Symmetrieeigenschaften unterteilt werden. Die Abweichungen werden durch die in der Rechnung verwendeten Näherungen gedeutet. Zum besseren Verständnis dienen einige Figuren mit charakteristischen Bandenspektren.

Der letzte Abschnitt von J. D. Craggs und H. S. W. Massey behandelt The Collisions of Electrons with Molecules. Nach der Erforschung der Stöße von Elektronen mit Atomen, die z. B. im bekannten Buch von Mott and Massey behandelt werden, wendet sich nun unter anderem das Interesse der Forscher dem Stoß mit Molekülen zu, da hier zuzügliche Beugungseffekte festgestellt werden können, die durch Interferenz infolge Streuung an den einzelnen Atomen entstehen. Es wird die Streuung mit Elektronen von kleiner, mittlerer und großer Energie separat untersucht. Die inelastischen Stöße, vor allem aber die Anregungen von Schwingungen und Drehungen werden einzeln diskutiert. Der Abschluß bildet die Ionisation von Molekülen mit einer eingehenden Behandlung der auf diesem Gebiet vorliegenden experimentellen Daten, getrennt nach zwei- und mehratomigen Molekülen.

In diesem Band sind also jene Artikeln der Molekulphysik zusammengefaßt, die sich vorwiegend mit Spektren beschäftigen. Das verwendete Material ist sehr umfangreich und trotzdem übersichtlich. H. Zingl, Graz

Handbuch der Physik — Encyclopedia of Physics. Herausgegeben von S. Flügge. Band XLI, 1. Teil: **Kernreaktionen II: Theorie.** Mit 61 Figuren. VII, 580 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1959. Ganzleinen DM 145.—. (Bei Verpflichtung zur Abnahme des gesamten Handbuches Subskriptionspreis Gln. DM 116.—.)

Band 41/I des Handbuches der Physik befaßt sich mit der Theorie der Kernreaktionen. Der 1. Artikel von Breit bringt die Theorie der Resonanzreaktionen. Nach einem einleitenden Überblick werden die elementaren Gesichtspunkte und einfachen Modelle erörtert. Hier nimmt die Theorie der Kanäle und der Streumatrix eine zentrale Stellung ein. Speziell das Verhalten von Mehrpartikelsystemen wird ausdrücklich erörtert. Die Konstruktion der entsprechenden Greenschen Funktion und ihre Anwendung sowie separierbare Fälle werden ausführlich dargestellt. Daß die Arbeiten von Wigner hier eine besondere Rolle spielen, ist nur natürlich, da diese einen wichtigen Zugang zur Behandlung der Probleme bilden. Ausführlich wird auf die Theorie der R-Matrix eingegangen, sowie auf die Forderungen der Zeitumkehr und die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte. Auch die Summenregeln und die statistische R-Matrix werden in ihrer Anwendung vorgeführt und ein Vergleich mit den Experimenten erörtert. Den Abschluß des außerordentlich klaren und umfangreichen Artikels über die phanomenologische Behandlung und ihre Anwendung, wobei das optische Modell und die Theorie des stripping natürlich besonders herausgearbeitet werden, bildet ein ausfuhrliches Literaturverzeichnis.

Der 2. Artikel bringt die Coulomb-Wellenfunktionen. Hier findet der mit Streuung befaßte Physiker alles Wissenswerte über diese so wichtigen Funktionen. Die Normierung und die asymptotische Entwicklung stellen einen wichtigen Teil dieses Referates dar. Hier herrscht gerade in der Literatur große Willkür und es bereitet dem arbeitenden Physiker oft Schwierigkeiten eine Formel in die andere überzuführen. Die hier notwendige Integraldarstellung und Rekursionsformeln sind übersichtlich zusammengestellt. Auch die Entwicklungen nach Bessel-Funktionen werden ausführlich behandelt und der Konvergenz große Sorgfalt gewidmet. Die Bestimmung der Phasenverschiebungen, die bekanntlich in der letzten Zeit durch die Phasenanalyse sehr erweitert wurde, wird ebenfalls behandelt und auch das W.K.B.-Verfahren nicht vergessen. Da auf diesem Gebiete die

Näherungen einen besonders breiten Raum einnehmen, wurden alle Näherungsverfahren einschließlich der Sattelpunktsmethode in extenso erörtert. Den Abschluß bildet ein Überblick über die Berechnungsmethoden einschließlich der numerischen Integration. An instruktiven Beispielen über Streuprobleme werden ihre Anwendungsmöglichkeiten zusammengestellt.

Der 3. Artikel behandelt die Polarisation der Nukleonen bei Streuung an Kernen. Besonders die Partikel mit Spin $^1/_2$ werden in ihrer Streuung an spinlosen targets behandelt, wobei der Bezeichnungsweise, die hier äußerst kompliziert ist, große Sorgfalt gewidmet wird. Auch die Doppelstreuexperimente finden hier ihren Niederschlag, sowie die Polarisation bei der Streuung an komplexen Potentialwällen.

Im letzten Artikel wird die COULOMB-Anregung behandelt. Den Ausgangspunkt bilden Betrachtungen des Korrespondenzprinzipes und die semiklassische Theorie erster Ordnung. Es werden sämtliche Formeln für die Berechnung der Niveauunterschiede und die gruppentheoretische Darstellung der Ansätze übersichtlich behandelt und an instruktiven Beispielen erörtert. Hieran schließt die quantenmechanische Behandlung erster Ordnung. Mit ihrer Hilfe werden die radialen Matrixelemente bestimmt und die Dipolanregung diskutiert. Ein sehr lesenswerter Vergleich zwischen der quantentheoretischen Behandlung und der semiklassischen Behandlung, sowie ein Hinweis auf die Effekte höherer Ordnung und die Grenzen der Theorie beschließen diesen gut aufgebauten Artikel.

Auch dieser Band des in Erscheinung begriffenen Handbuches der Physik zeichnet sich durch sehr sorgfältige und klare Behandlung des gestellten Themas aus.

P. URBAN, Graz

Handbuch der Physik — Encyclopedia of Physics. Herausgegeben von S. FLÜGGE. Mitherausgeber E. CREUTZ. Band XLIV: Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik I. Mit 225 Figuren. VIII, 473 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1959. Ganzleinen DM 125.—. (Bei Verpflichtung zur Abnahme des gesamten Handbuches Subskriptionspreis Gln. DM 100.—.)

Dieser Band ist den teuersten Forschungsanlagen, vor allem der Beschleunigungstechnik gewidmet. Die ersten beiden Artikel beschäftigen sich mit den Hochspannungsquellen.

Prof. E. BALDINGER behandelt die Kaskadengeneratoren und leitet deren Theorie aus jener für Einweggleichrichter ab. Der Verfasser erläutert die funktionelle Abhängigkeit der einzelnen Größen mit Hilfe von vielen Schaltskizzen, Figuren und Tabellen. Er geht auch auf die Hochspannungserzeugung mit Röhrenoszillatoren an Stelle von konventionellen Gleichrichtern (Netzfrequenz) ein, die für Spannungen bis zu einigen hundert kV, also vor allem für Kathodenstrahlröhren und Elektronenmikroskope, wichtig sind. Interessant sind die abschließenden Bemerkungen über Vor- und Nachteile der einzelnen Schaltungen, wobei BALDINGER sich von anderen Experten (z. B. R. PATZELT, Tagung der Österr. Phys. Ges. Graz 1957) distanziert und auch für kleine Spannungen der Kaskadenschaltung gegenüber der GREINACHER-Schaltung den Vorzug gibt. Er gibt an, daß mit der im Artikel beschriebenen Art der Bau von Kaskadengeneratoren für eine Ausgangsspannung von über 5 M V möglich ist.

Die VAN DE GRAAFF-Generatoren werden von R. HERB behandelt, wobei er in erster Linie auf die beim Entwurf derartiger Anlagen auftretenden Schwierigkeiten hinweist. Im einzelnen beschäftigt er sich mit der Anordnung der Elektroden, Ladung und Entladung, Isolation für senkrechte und waagrechte Anordnungen, Materialfragen bei der Beschleunigungsröhre, sowie die in dieser auftretenden Entladungen, Erzeugung und Fokussierung der Ionen und die Messung der Teilchen-

energie durch Ablenkung in elektrostatischen und magnetischen Feldern. Den Abschluß bilden eine Beschreibung der 4,5 MV Anlage in Wisconsin, und des 8 MV-Gerätes in Los Alamos (ohne Beschleunigungsröhre 14 MV) sowie Hinweise auf die Möglichkeit, negative Ionen zu beschleunigen.

Nun folgen die Abschnitte, die sich mit den einzelnen Typen von Teilchenbeschleunigern eingehender beschäftigen. Zuerst referiert B. Cohen über Theorie und Aufbau des Zyklotrons, dann R. R. Wilson über das Elektron-Synchrotron, D. W. Kerst über das Betatron, G. K. Green über das Proton-Synchrotron und L. Smith über Linearbeschleuniger. B. L. Cohen leitet die Bahnstabilitäts- und Phasengleichungen für die verschiedenen Zyklotrontypen inklusive Synchrozyklotron ab. Ferner bringt er eine Beschreibung dieser Typen und eine Liste der in Betrieb befindlichen Maschinen. R. R. Wilson geht auf die für die Elektronenbeschleunigung wichtigen Strahlungsverluste besonders ein, die die erzielbaren Elektronenenergien einschränken. Die dafür notwendige über Cohen hinausgehende Theorie wird angeführt.

Dann wird eine vorwiegend für Elektronen geeignete Beschleunigertype, das Betatron, besprochen. Die Theorie bringt D. W. Kerst ausführlich am Anfang seines Abschnittes und geht auch auf Raumladungseffekte ein. Den Abschluß bildet eine Zusammenstellung der gebräuchlichen Betatrontypen.

Der nächste Artikel behandelt das Protonsynchrotron und G. K. Green benützt die Gelegenheit, die vier bereits in Betrieb befindlichen Geräte durch zahlreiche Bilder und Skizzen sehr anschaulich vorzustellen. Er bringt aber auch einen Überblick über geplante Anlagen, so auch jene mit veränderlichem Gradienten. Die Theorie dieser FFAG-Anlagen wird von E. D. Courant beigesteuert, wobei die hier auftretenden Stabilitätsbedingungen an Hand jener Matrix gezeigt werden, die die lineare Transformation eines Phasenraumes in jenen nach einer Periode bewirkt.

L. Smith bringt zuerst die allgemeinen Prinzipien von Linearbeschleunigern und beschreibt dann genauer die Elektronen- und Ionenbeschleuniger getrennt. Für beide, vor allem für letztere, bringt der Verfasser instruktive Bilder der bekanntesten Anlagen.

Das Buch schließt mit einem Artikel von D. J. Hughes über die Erzeugung und Verwendbarkeit von Reaktorneutronen für die kernphysikalische Forschung.

Die Beschleunigung von Teilchen ist für die Erforschung der Kernphysik unentbehrlich. Neue Methoden werden sicher noch gefunden werden. Die praktischen Erfahrungen mit einigen im Buch erwähnten Projekten stehen noch aus. Trotzdem ist dieses Buch so abgefaßt, daß es für etliche Jahre ein Handbuch im wahrsten Sinne des Wortes sein wird.

H. Zingl, Graz

Handbuch der Physik — Encyclopedia of Physics. Herausgegeben von S. Flügge. Band LI: Astrophysik II: Sternaufbau. Mit 197 Figuren, VIII, 831 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1958. Ganzleinen DM 175.—. Subskriptionspreis bei Verpflichtung zur Abnahme des gesamten Handbuches DM 140.—.

Die Astrophysik ist seit Dezennien in so rascher Entwicklung begriffen, daß Zusammenfassungen von der im Flüggeschen Handbuch gegebenen Art von großem Wert sind. Die einzelnen Kapitel werden von Spezialisten auf ihrem Gebiet geschrieben, die allein imstande sind, die erschreckend angewachsene Literatur zu verarbeiten und damit einem weiteren Kreis zugänglich zu machen. Dabei ist es wichtig, die Beiträge nach Inhalt und Umfang aufeinander abzustimmen und auf eine knappe, aber doch übersichtliche und klare Form zu bringen. Auch sollen die gemachten Angaben und insbesondere die mitgeteilten Formeln, verläßlich

sein. Es kann dem Verfasser eines Handbuchartikels nicht erspart werden, sorgfältige Korrekturen zu lesen!

Der erste Beitrag von WRUBEL behandelt auf bloß 74 Seiten die Theorie des Sterninneren. Trotz der Kürze ist die Übersicht sehr klar zusammengestellt. In einem Schlußkapitel werden die Eigenschaften verschiedener Sternmodelle behandelt.

Der nächste Artikel von ARP gibt eine kritische Zusammenstellung von allem, was das HERTZSPRUNG-RUSSEL-Diagramm betrifft. Dabei werden wegen der Homogenität des Materials insbesondere jene Diagramme ausführlich behandelt, die sich auf galaktische und kugelförmige Sternhaufen beziehen. Ausführliches Bildmaterial vermittelt sehr anschaulich die neuesten Ergebnisse auf diesem grundlegenden Gebiet.

G. R. und E. M. BURBIDGE widmen 162 Seiten der Sternentwicklung und die gegebene Literaturübersicht enthält 479 Zitate! Es werden nicht nur die historischen Vorstellungen über die Sternentwicklung referiert, sondern auch die vielen modernen Theorien besprochen und die möglichen Kernprozesse, die ihnen zugrundeliegen. Gerade die Vielfalt der Vorstellungen über die Sternentwicklung zeigt, daß wir allem Anschein nach von einer durch die Beobachtungen gut fundierten Theorie der Sternentwicklung noch ziemlich weit entfernt sind. Der Beitrag ist anregend geschrieben und fördert das Interesse an dem reizvollen Gebiet. Nur ein einziger Druckfehler fiel dem Referenten auf: Seite 293 Mitte soll rechts 10^{16} g/sec (statt 10^{18}) stehen.

Zwei weitere Beiträge von SUESS und UREY, bzw. ALLER beschäftigen sich mit der Häufigkeit der Elemente in Planeten und Meteoriten, bzw. in der Sonne und den Sternen. Die Bestimmungen des Häufigkeitsverhältnisses Wasserstoff : Helium : Metalle sind eine der empirischen Grundlagen für die Prüfung der Entwicklungslinien eines Sternes.

Den weitaus größten Umfang des Handbuches (252 Seiten) beansprucht der Artikel von LEDOUX und WALRAVEN über „Veränderliche Sterne". Dieser Beitrag ist eher eine Monographie als ein Handbuchartikel und trotz des großen Umfanges des behandelten Gebietes erscheint er dem Referenten etwas zu groß geraten. Neben der ausführlichen Schilderung der Beobachtungsdaten wird die Theorie der pulsierenden Sterne und der Fortpflanzung von Wellen in Sternen ausführlich behandelt.

LEDOUX ist auch der Verfasser des nächsten Kapitels über die Stabilität der Sterne. Diese wird untersucht unter dem Gesichtspunkt der Rotation, äußerer Gravitationskräfte und magnetischer Felder. Dabei erweist sich nicht die Stabilität, sondern die Instabilität der pulsierenden Sterne als das schwieriger zu deutende Phänomen.

DEUTSCH widmet den magnetischen Feldern der Sterne einen Bericht von 34 Seiten. Neben den auf dem ZEEMANN-Effekt beruhenden Beobachtungstatsachen wird die Theorie vom Standpunkt der Magneto-Hydrodynamik behandelt.

SCHATZMAN, ein bekannter Spezialist auf dem Gebiet der weißen Zwerge, behandelt im nächsten Abschnitt deren Theorie. Leider ist der hochinteressante Beitrag durch viele Druckfehler entstellt: Seite 724 ist in der relativistischen Formel (1.6) rechts im Nenner c statt c^2 zu setzen, wie man allerdings aus einer Dimensionsbetrachtung noch leicht erkennt. Seite 739 fehlt in (11.3) auf der rechten Seite beim μ_e der Exponent 2, was mit (11.1) auch noch einfach zu konstatieren ist. Vergeblich wird aber der gutgläubige Leser die Substitution (11.4) verwenden, um von (11.3) auf (11.6) zu kommen, denn richtig sollte (11.4) lauten: $y^2 = x^2 + 1$.

In zwei kurzen, leicht lesbaren und hochinteressanten Kapiteln über die Novae von C. Payne-Gaposchkin (14 Seiten) und die Supernovae von Zwicky (20 Seiten) wird das derzeitige Wissen über diese Sonderklassen von Veränderlichen zusammengestellt.

Die Ausstattung des Buches ist vorzüglich, die Literaturangaben (wie erwähnt) reichhaltig und es ist kaum zu bezweifeln, daß die große im Werk enthaltene Arbeit reiche Früchte tragen wird. O. Mathias, Graz

Kompendium der Kristallkunde. Von W. F. de Jong. Unter Mitwirkung von J. Bouman. Deutsche, nach der ersten holländischen Auflage neu bearbeitete und erweiterte Ausgabe. Mit 227 Textabb., 41 Tab., VIII, 258 S. Wien: Springer-Verlag. 1959. Ganzl. S 264.—.

In einer Buchbesprechung der ersten Auflage in holländischer Sprache hat F. Machatschki (Acta Cryst. 1952, **5**, 858) bemerkt, daß „eine Übersetzung in die deutsche Sprache sehr wünschenswert wäre, da der deutsche Büchermarkt eines vergleichbaren, knapp gehaltenen Werkes entbehrt". Durch die neubearbeitete und erweiterte Ausgabe in deutscher Sprache ist dieses Werk nun aber doch einem großen Leserkreis besser zugänglich.

Das Buch soll nach Absicht des Verfassers kein Lehrbuch, sondern in erster Linie ein Repetitorium sein (vgl. Vorwort). Dementsprechend wird ganz allgemein auf knappem Raum ein viel umfangreicheres Material auch in anspruchsvollerer Form gebracht, als man es sonst aus den einführenden Lehrbuchern gewohnt ist. Gerade das ist hier eben anregend, umsomehr als auch meist ausführlich Literatur zitiert wird, die es dem Leser möglich macht, sich mit einer bestimmten Frage eingehend zu beschäftigen.

Der erste Teil bringt die geometrische Kristallographie (85 Seiten). Im Abschnitt Kristallbeschreibung sind die Tatsachen in klarer Weise aus den Grundgesetzen entwickelt. Bei den Symmetrieelementen wären doch Drehinversionsachsen, schon wegen der Übereinstimmung mit den International Tables vorzuziehen. Eine Literaturangabe zum sehr kurzen Abschnitt „Gruppen und Untergruppen" wäre auch wünschenswert. Bei der Kristallberechnung findet man vieles in dankenswerter Weise zusammengestellt, was man sonst muhsam zusammensuchen muß. Sowohl die stereographische, wie auch die gnomonische Projektion werden dargestellt.

Die Kristallstrukturkunde (39 Seiten) leitet von einer geschichtlichen Einführung in die Gittertheorie über, deren wichtigste Begriffe klar erläutert werden. Ein Abriß über die Methoden der röntgenographischen Strukturbestimmung, wobei auch Fourier-Analyse, Patterson-Diagramm und das Vorgehen beim refinement behandelt werden, schließt das Kapitel ab. Sicher ist auch in diesem Abschnitt ein Gleichgewicht zwischen der Menge der gebrachten Tatsachen und der Kürze der Darstellung gelungen. Wohl wäre meines Erachtens ein Hinweis auf reduzierte Zellen und auf neuere Literatur zur Ableitung der Raumgruppen am Platz gewesen.

Der Abschnitt Kristallchemie (49 Seiten) umfaßt das Wichtigste über Bindungsarten, Teilchengrößen, Koordination und Gittertypen. Daran schließt sich eine kurze Beschreibung der Gittertypen an Beispielen erläutert, wobei auch immer allgemeine Gesichtspunkte zu Wort kommen, wie Regel von Pauling, Überstrukturen. Einige weitere allgemeine Begriffe der Kristallchemie (Isomorphie, Isotypie usw.) finden im letzten Abschnitt ihre Behandlung. Die vielen Strukturbilder und das reichliche Zahlenmaterial belegen in eindrucksvoller Weise die vorgebrachten Gedankengänge.

Die Kristallphysik (73 Seiten) ist in ihrem ersten, beschreibenden Teil ganz von dem Begriff des Tensors aus aufgebaut. Eine gewisse Kenntnis des Tensor-

begriffes ist jedoch für eine erfolgreiche Lektüre dieses Abschnittes, trotz einem einführenden Kapitel, zweifellos notwendig. Die Kristalloptik ist, verglichen mit ihrer Bedeutung in der Mineralogie, etwas kurz dargestellt, doch wird alles Wesentliche gebracht. Der zweite erklärende Teil der Kristallphysik bringt den Versuch der Deutung verschiedener physikalischer Erscheinungen aus dem Gitter, bzw. aus dem unvollkommenen Realkristall.

Das Buch ist flüssig geschrieben, die reichlichen Abbildungen sind klar und leicht verständlich gehalten. Das Werk kann besonders jenen empfohlen werden, die, nach einer Grundausbildung in allgemeiner Mineralogie, sich entweder im gesamten oder auf einem besonderen Teilgebiet ausgebreitetere Kenntnisse aneignen wollen. Zur Orientierung über Probleme der modernen Kristallkunde kann es ganz allgemein empfohlen werden. H. Heritsch, Graz

Materials and Processes of Electron Devices. Von M. Knoll und B. Kazan. Mit 411 Figuren, 4 vielfarbige Tafeln. XV, 484 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1959. Ganzleinen geb. DM 66.—.

Im Vorwort sagt der Verfasser, daß dieses Buch sich vor allem an jene Physiker und Ingenieure richtet, die mit der Konstruktion und dem Bau von Elektronenröhren, Thyratrons, Röntgenröhren, Ionisationszähler, Photozellen und so weiter befaßt sind. Es braucht einen daher nicht zu verwundern, daß daraus ein umfangreiches Buch von rund 480 Seiten entstanden ist, denn die Bewältigung dieses Programmes erfordert eine eingehende Beschäftigung mit den einschlägigen technologischen und hochvakuumtechnischen Fragen, der Rolle der Füllgase, der Getter und ähnliches mehr. Schon ein erster Blick in das vorliegende Buch zeigt, daß in seinen 14 Kapiteln alle diese wesentlichen einschlägigen Probleme aufscheinen.

Gleichsam als Einführung wird auf die allgemeine Struktur und die Eigenschaften der Werkstoffe eingegangen. Gesinterte Metalle, Legierungen und die Struktur des Glases werden übersichtsartig behandelt. Später wird im Zusammenhang mit ganz speziellen Materialfragen ausführlicher auf diese Eigenschaften der einzelnen Materialien eingegangen. Zuvor werden die Prüfmethoden für diese beim Röhrenbau verwendeten Werkstoffe und die verschiedenen Verfahren zur Kontrolle der Vakuumfestigkeit behandelt. Als für den Röhrenbau besonders wichtige Metalle mit hohem Schmelzpunkt werden Wolfram, Molybdän, Tantal, Niob, Platin, Zirkon und Rhenium eingehend diskutiert. Sie werden besonders hinsichtlich der physikalischen und chemischen Eigenschaften, die für den vorliegenden Problemkreis wichtig sind, untersucht. Auch die in dieser Hinsicht bedeutsamen Legierungen der angeführten Stoffe werden kurz behandelt. Im Anschluß daran geht der Verfasser in analoger Weise auf die Metalle Nickel, Eisen, Kupfer, Aluminium, Indium, Silber, Beryllium, Quecksilber, Antimon und die Alkalien und Erdalkalien ein. Glas, Quarz und keramische Werkstoffe sowie Halbleiter und organische Materialien (Plastik) finden in den anschließenden Kapiteln Beachtung. Den Abschluß bilden die Fragenkomplexe der Oberflächenbehandlung metallischer und Glasteile bei Röhren, die Ausheizung derselben sowie das wichtige und interessante Gebiet der Getter zusammen mit einer eingehenden Behandlung der Rolle der Füllgase und Dämpfe.

Die klare Darstellung des Stoffes wird in sehr guter Weise durch reiches Bild-, Kurven- und Tabellenmaterial unterstützt. Ein überaus ausführliches Literaturverzeichnis ermöglicht sofort den Zugang zu den Originalarbeiten. Das vorliegende Buch scheint somit bestens geeignet allen jenen Personen, die mit dem eingangs erwähnten Problemkreis in irgend einer Form befaßt sind, eine wertvolle Hilfe zu sein. N. Pucker, Graz

Praxis der konformen Abbildung. Von W. v. KOPPENFELS † und F. STALLMANN. Mit 251 Textabb., XV, 375 S. (Grundlehren der mathematischen Wissenschaften: Band 100). Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1959. DM 64.80, Ganzleinen DM 69.—.

Die konforme Abbildung nimmt in der gesamten Physik einen immer größer werdenden Raum ein. Die Herausgabe eines Buches, wie des vorliegenden, stellt daher ein großes Verdienst dar. Die Verfasser haben es in dankenswerter Weise unternommen, eine ziemlich vollständige Darstellung des Gesamtgebietes der konformen Abbildung zu geben, die besonders die Zusammenhänge in klarer Weise herausarbeitet. Das Ziel, daß sie sich gesteckt haben, den Leser vom Studium der Spezialliteratur möglichst unabhängig zu machen, kann als vollkommen erreicht angesehen werden. Dabei werden nicht allzu große mathematische Vorkenntnisse verlangt, es reicht der Besuch der mathematischen Grundvorlesung, wie sie an unseren Universitäten und Technischen Hochschulen gebracht werden, aus. In den Paragraphen 1, 2, 4, 9 und 10 wird die allgemeine Theorie in knapper, aber übersichtlicher Form gebracht, um dem Leser alles Wissenswerte in Erinnerung zu bringen. In den Paragraphen 11 bis 15 wird die Polygonabbildung ausführlich erörtert, wobei besonders das SCHWARZsche Spiegelungsprinzip, die Kreisbogenpolygonen und die Geradenpolygonen eine hervorragende Rolle spielen. Diese Abschnitte können nicht genug breit und ausführlich gebracht werden, wenn sie auch ein Hauptarbeitsgebiet des Verfassers darstellen, da sie gerade für den Physiker von hervorragender Bedeutung sind. Aber auch die wichtigsten Näherungsverfahren der konformen Abbildung sind klar und verständlich in den Paragraphen 16 und 17 zu finden.

Der Abschnitt B des Werkes bringt einen Katalog der konformen Abbildung. Hier findet der Leser eine systematische Übersicht aller jener Bereiche, deren konforme Abbildung mit den in Teil A zusammengestellten mathematischen Hilfsmitteln behandelt werden können. Nicht allein die analytische Darstellung der Abbildungsfunktion, sondern auch die vollständige Klarlegung der Abhängigkeit der Lösungen von ihren Parametern kann gewonnen werden, damit diese in jedem Einzelfall den geometrischen Konstanten des vorgegebenen Bereiches angepaßt werden können. Es werden zuerst die Fälle der allgemeinen Kreisbogenpolygone für Zwei- und Dreiecke, bei Geradenpolygonen bis zu den Vierecken ausführlich erörtert, für die bekanntlich eine vollständige Lösung erhalten werden kann. Dabei ist auch stets eine Diskussion „im Großen" gegeben. Eine große Anzahl von Beispielen mit sorgfältiger Diskussion der Randbedingungen und instruktiven Abbildungen erleichtern das Eindringen in das Verständnis des Wissens der konformen Abbildung und fördern hierdurch eine physikalische Anwendung. Auch zweifach zusammenhängende Polygone werden im Paragraph 8 dargestellt und behandelt, so daß in jeder Hinsicht den verschiedenen Anwendungsfällen Rechnung getragen wird. Ein sehr übersichtliches Verzeichnis der behandelten Abbildungen erleichtert das Nachschlagen für den praktischen Physiker.

Das Werk stellt sowohl den Verfassern, als auch dem Springer-Verlag ein hervorragendes Zeugnis aus und kann allen Fachkollegen, die mit einschlägigen Problemen befaßt sind, nicht genug empfohlen werden. P. URBAN, Graz

Vorlesungen über Vektorrechnung. Von M. LAGALLY †. Sechste Auflage. Bearbeitet von W. FRANZ. (Mathematik und ihre Anwendungen in Physik und Technik: Reihe A, Band 2.) Mit 93 Textfiguren, XXII, 462 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest u. Portig K.-G. 1959. Geb. DM 22.—.

Die vorliegende 6. Auflage des bekannten Lehrbuches über Vektorrechnung wurde von W. FRANZ neu überarbeitet. Die große Nachfrage zeigt schon die Tat-

sache, daß die 5. Auflage in ganz kurzer Zeit vergriffen wurde. Wie schon in einer früheren Besprechung des Werkes gesagt wurde, stellt auch die neue Auflage die Fortführung der Gedankengänge dar, welche LAGALLY an den Ausgangspunkt seines Werkes gestellt hat, nämlich dem Leser die Kenntnisse dieser so wichtigen Gedankengänge klar vor Augen zu führen und ihn mit der geometrischen Betrachtungsweise bekannt zu machen. W. FRANZ hat bei seiner Überarbeitung besonders der DIRACschen Theorie und der mit ihr verbundenen Theorie der CLIFFORDschen Zahlen Rechnung getragen und ihre Algebra ausführlich dargestellt. Es kann daher gesagt werden, daß durch diese Auflage dem modernsten Stand in jeder Weise Rechnung getragen wird und das Werk auch weiterhin jedem Physiker wärmstens empfohlen werden kann. P. URBAN, Graz

Leybold Vakuum-Taschenbuch. Herausgegeben von K. DIELS und R. JAECKEL. Mit 233 Abb. im Text und auf einer Tafel, VIII, 270 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1958. Geb. DM 39.—.

Das Versprechen im Untertitel „...Material- und Apparatekonstanten für Dimensionierung und Betrieb von Pumpen, Meßinstrumenten, Leitungen und Anlagen" wird inhaltlich voll eingelöst — jenes von der Handlichkeit des „Taschenbuches" nur bedingt (Format 16,5 × 23,5 cm!).

Die Firma Leybold-Köln-Bayenthal gibt mit diesem Buch dem Techniker und Wissenschaftler in Laboratorium und Praxis einen wertvollen Behelf in mancher Hinsicht in die Hand: neben den Beschreibungen der grundsätzlichen Verfahren (z. B. Aufdampfen, Imprägnieren, Gefriertrocknen) vor allem Richtlinien für die Pumpenauswahl und das benötigte Zubehör. Von allen angeführten Geräten sind bemaßte klare Zeichnungen eingeschaltet.

Aber auch die werkstoff- und meßtechnische Seite kommt nicht zu kurz. Der in der Vakuumtechnik Tätige dankt jedenfalls einer besteingeführten erfahrenen Firma einen wertvollen Arbeitsbehelf! Ein kurzes, alphabetisch geordnetes Verzeichnis („Akkomodationskoeffizient" bis „Zwischenvakuumpumpe") steht am Beginn des Buches — — eine ganz außerordentlich umfangreiche, nach Sachgebieten geordnete Literaturzusammenstellung beschließt es.

F. GRASENICK, Graz

Theorie der Stabilität einer Bewegung. Von I. G. MALKIN. In deutscher Sprache herausgegeben von W. HAHN und R. REISSIG. Mit 20 Abb., XIII, 402 S. München: R. Oldenbourg. 1959. Geb. DM 47.—.

In jüngster Zeit hat die Theorie der Stabilität einer Bewegung in Physik und Technik größere Bedeutung erlangt. Das eben erschienene Werk geht von der berühmten Dissertation von A. M. LJAPUNOWS aus dem Jahre 1892 aus und gibt einen ausgezeichneten Überblick über die bis zum heutigen Tage erschienenen Arbeiten. Dabei zeigt sich interessanter Weise, daß dieses Arbeitsgebiet vorwiegend von russischen Gelehrten gefördert wurde. Da nun die betreffenden Originalarbeiten nicht leicht zugänglich sind, so liegt eines der Verdienste dieses Buches auch in der Bekanntmachung westlicher Kreise mit den russischen Forschungsergebnissen. Natürlich ergänzt der Verfasser die alte LJAPUNOWsche Stabilitätstheorie in mancher Hinsicht und gibt zahlreiche Beispiele und Hinweise für ihre Anwendung. Die Grundbegriffe und Grunddefinitionen werden präzise an die Spitze der Betrachtungen gestellt, dann die LJAPUNOWsche Funktion eingeführt und die Stabilitäts- und Instabilitätssätze erörtert, sowie die Kriterien für die Stabilität der stationären Bewegung. Es wird auch ausführlich auf die periodischen instationären Bewegungen eingegangen.

Das Buch ist sowohl für den Mathematiker wie den Physiker und Ingenieur äußerst wertvoll, der sich mit theoretischer Mechanik und den damit zusammen-

hängenden Gebieten befaßt. Es kann daher allen jenen wärmstens empfohlen werden.

P. Urban, Graz

Optical Properties of Semi-Conductors. Von T. S. Moss. Mit zahlreichen Textabb., X, 279 S. [Semi-Conductor Monographs.] London: Butterworths Scientific Publications, New York: Academic Press Inc. 1959. 50 s.

Im ersten Kapitel werden die optischen Eigenschaften leitfähiger Stoffe beschrieben. Ausgehend von den Maxwellschen Gleichungen werden die verschiedenen Möglichkeiten beim Auftreten eines komplexen Brechungsindizes angeführt, wobei neben dem Gesetz von Snellius auch jenen von Fresnel ein breiter Raum gewährt wurde. In allen Fällen wird auf den für Halbleiter wichtigsten Fall: großer Realteil (3 bis 6) und kleiner Imaginärteil (etwa 1 und kleiner) Bedacht genommen, wobei auf die Schwierigkeiten bei der Bestimmung dieser Großen hingewiesen wird.

Die Abhängigkeit dieser Größen von der Frequenz wird im nächsten Kapitel behandelt, welches der Dispersionstheorie gewidmet ist. Dabei wird berücksichtigt, daß bei Halbleiter sowohl gebundene Elektronen wie im Dielektrikum (wichtig bei kleinen Wellenlängen) als auch freie Elektronen wie im Metall (wichtig für große Wellenlängen) infolge der auftreffenden Welle in Schwingungen versetzt werden können. Beide Fälle werden sowohl klassisch als auch quantenmechanisch behandelt.

Das nächste Kapitel geht auf den eigentlichen Absorptionsprozeß genauer ein. Es wird gezeigt, daß die Anregung von Elektronen des Valenzbandes für das Studium der Halbleitereigenschaften besonders wichtig ist, da das hierbei entstehende kontinuierliche Spektrum eine Absorptionskante besitzt, welches ein Maß für die engste Stelle der verbotenen Zone ist, wobei aber noch die Frage zu diskutieren ist, ob der Übergang erlaubt ist. Die Abhängigkeit dieser Größen von Druck, Temperatur u. a. wird genau untersucht.

Im folgenden Abschnitt findet man eine genaue Beschreibung der bei Halbleitern auftretenden inneren und äußeren Photoeffekte, wobei auf die Verschiedenheit von Überschuß- und Mangelhalbleitern hingewiesen wird, und schließt mit der Sonnenbatterie.

Das 5. Kapitel behandelt magneto-optische Effekte, vor allem den Faraday-Effekt, das heißt die Drehung der Polarisationsebene in einem Stoff der in einem Magnetfeld optisch aktiv wird.

Nach der Beschreibung der von einen Halbleiter ausgehenden Strahlung, vor allem infolge von Rekombinationsvorgängen, die anderen Strahlungen wurden bisher wenig erforscht, werden die einzelnen Halbleiter gesondert und ausführlich behandelt und ihre Eigenschaften herausgestrichen.

Das Buch ist für den Praktiker unentbehrlich, es enthält alle bekannten optischen Eigenschaften der Halbleiter und die zu deren Verständnis notwendigen Formeln.

H. Zingl, Graz

Numerische Mathematik. Band 1, Heft 1. Herausgegeben von R. Sauer, E. Stiefel, J. Todd, A. Walther. 60 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1959. Brosch. DM 16.80.

Der Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg bringt eine Zeitschrift über Numerische Mathematik heraus, welche von namhaften Fachleuten wie R. Sauer, München, E. Stiefel, Zürich und andere redigiert wird. Gerade für den Physiker muß dies besonders begrüßt werden, da die zunehmende Bedeutung numerischer Rechnungen in den letzten Jahren immer wieder beobachtet werden konnte. So hat beispielsweise die Atomphysik durch sehr komplizierte Theorien, die zum Teil

Lösungen in geschlossener Form nicht zulassen, immer mehr von numerischen Methoden Gebrauch gemacht, so daß der Entwicklung neuer numerischer Verfahren große Bedeutung zukommt. Es ist daher der Behandlung der Programmierung zum Einsatz von elektronischen Rechenmaschinen in letzter Zeit großes Interesse entgegengebracht worden. Dasselbe gilt auch für die Informationstheorie und andere Gebiete. Im ersten Heft befindet sich eine sehr lesenswerte Arbeit über die Tschebyscheff-Approximation von E. Stiefel. Auch die Arbeit von A. S. Householder und F. L. Bauer über die Entwicklung des charakteristischen Polynoms einer Matrix stellt einen wertvollen Beitrag dar. Alles in allem verspricht die vorliegende Zeitschrift eine wertvolle Fundgrube für den immer wieder mit mathematischen Schwierigkeiten ringenden Physiker zu werden, wofür dem Verlag Dank und Anerkennung gezollt werden muß.

P. Urban, Graz

Albert Palm: Registrierinstrumente. Bauelemente der Registrierinstrumente. Beschreibung technischer Ausführungen, Anwendung von Registrierinstrumenten. Zweite, neubearbeitete Auflage von H. Roth und E.-G. Schlosser. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1959. Ganzleinen DM 27.—.

Entsprechende Registriergeräte können heute aus den verschiedenen Gebieten der Wissenschaft und Technik nicht mehr weggedacht werden. Ihre mannigfachen Ausführungen ermöglichen es in gleicher Weise langsamste und schnellste Vorgänge entsprechend aufzuzeichnen, und nur mit ihrer Hilfe können zahlreiche Untersuchungen durchgeführt werden. Das vorliegende Buch will einen Überblick über die verschiedenen Registriermethoden geben und kurz ihre technischen Ausführungen und Anwendungsmöglichkeiten beschreiben. Ausgehend von den verschiedenen Arten der Registrierung, etwa mit Tinte und Feder, mittels elektrischer Methoden, mit Licht- oder Elektronenstrahl usw., wird auf die Triebwerke eingegangen und vor allem die wichtige Frage der Meßwertübertragung eingehend behandelt. Auch die entsprechenden Bedingungen, unter denen allein eine richtige Meßwertübertragung stattfinden kann, sowie Fragen der Diagrammauswertung sind in klarer Weise behandelt. Das längste Kapitel des Buches befaßt sich verständlicher Weise mit der Beschreibung der verschiedenen Instrumente, wobei eine Unterteilung nach Art des Meßwerkes vorgenommen ist. Zuerst werden Instrumente mit mechanischem Meßwerk behandelt, wie etwa Durchfluß-, Kraft- oder Temperaturschreiber, um nur einige zu nennen. Dann folgen die Registriergeräte mit elektrischen Meßwerken, wobei besonders leistungsstarke Licht- und Kathodenstrahloszillographen und Kompensationsschreiber zu erwähnen sind. Als Abschluß findet der Leser noch einiges über die Anwendungen in Form der Elektrokardiographen und verschiedener technischer Registrieranlagen. Für Fragen speziellerer Natur steht ein umfangreiches Literaturverzeichnis zur Verfügung.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß das vorliegende Buch einen dankenswerten Überblick über das große Gebiet der Registrierinstrumente liefert, der dem Techniker wie dem Wissenschaftler in gleicher Weise von Nutzen sein wird.

N. Pucker, Graz

Theory of Relativity. Von W. Pauli. Translated by G. Field. IX, 241 S. London-New York-Paris-Los Angeles: Pergamon Press. 1958. 35 s.

Die eben erschienene englische Ausgabe des bekannten Encyclopedia-Artikels von W. Pauli über die Theorie der Relativität stellt im wesentlichen eine Übersetzung des im Jahre 1921 erschienenen Artikels dar. Interessant dabei sind die 27 Anhänge, welche der neueren Entwicklung dieses so wichtigen Gebietes der Physik Rechnung tragen und uns mit der persönlichen Auffassung des jüngst ver-

storbenen Verfassers bekannt machen. Daraus geht hervor, daß PAULI in einigen Punkten mit der ursprünglichen Auffassung EINSTEINS übereingestimmt hat, besonders was die vereinigten Feldtheorien anbelangt, auf die EINSTEIN seinerzeit große Hoffnung gesetzt hat. Es wäre müßig, auf die Klarheit und Souveränität des Artikels gesondert hinzuweisen, da er ohnehin längst einen Ehrenplatz in der theoretisch physikalischen Natur einnimmt. Das ganze Interesse des Lesers wird sich natürlich daher auf die ergänzenden Bemerkungen des Verstorbenen konzentrieren, welche eine wahre Fundgrube für den auf diesem Gebiet der Physik arbeitenden Physiker darstellt. P. URBAN, Graz

Die Naturgesetze. Der Bau der Materie und seine Gesetzmäßigkeit. Von R. E. PEIERLS. Mit 67 Abb., VIII, 331 S. Wien: Verlag Franz Deuticke. 1959. S 144.—.

Das eben erschienene Buch des bekannten Verfassers gibt eine streng systematische Darstellung der physikalischen Grundprinzipien unter Verzicht von streng mathematischen Formulierungen und auf die Diskussion der praktischen Anwendungen. Lediglich die Theorie und Hypothese wird in klarer und souveräner Art auseinandergesetzt, wodurch sich das Werk von den anderen populär wissenschaftlichen Werken unterscheidet. Da der Verfasser an der neueren Entwicklung der Atomphysik grundlegend beteiligt ist, werden die jüngsten Ergebnisse besonders hervorgehoben und vermitteln dem Leser einen Einblick in die rasante Entwicklung unserer Wissenschaft in den letzten Jahren. Die ersten fünf Kapitel behandeln die Grundlagen der Physik, die darauffolgenden sechs letzten Kapitel konzentrieren sich auf die neuesten Ergebnisse. Auch für den Leser, der sich mit der modernen Physik beschäftigt hat, bietet das Buch viel Neues und erfordert ein großes Maß an Mitarbeit, um die oft abstrakten Gedankengänge zu verstehen. Die Klarheit der Darstellung und die durchsichtige Art der Erklärung kompliziertester moderner Theorien, wird diesem Buch auch in der deutschsprachigen Literatur großen Erfolg sichern. P. URBAN, Graz

Physik von heute. Fachberichte 1958 für Physiklehrkräfte. 68 S. Physikalische Schriften: Heft 6.] Herausgegeben von E. BRÜCHE. Mosbach-Baden: Physik-Verlag. 1959. Brosch. DM 4.80.

Das vorliegende Heft 6 der physikalischen Schriften, stellt eine Wiedergabe von Vorträgen der Fortbildungstagung für Physiklehrer in Bad Nauheim dar. Diese wurde von der Physikalischen Gesellschaft Hessen Mittelrhein-Saar veranstaltet, um den Physiklehrern höherer Schulen Gelegenheit zu geben, die Fortschritte der physikalischen Wissenschaft kennenzulernen und so für die Heranbildung des Nachwuchses auf dem laufenden zu bleiben. Die Vortragsreihe wurde nicht allein von Lehrern, sondern auch von vielen andern Physikern besucht, die offenbar Interesse hatten, zusammenfassende Darstellungen von Fachgebieten zu hören, mit denen sie sich nicht besonders beschäftigen können. Es ist daher sehr zu begrüßen, daß der Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften ebenfalls die Gelegenheit wahrgenommen hat, auf seiner Herbsttagung solche Fachberichte für Physiklehrer in sein Programm aufzunehmen und so eine wirkliche Nachwuchsförderung zu unterstützen. P. URBAN, Graz

Physikalische Abhandlungen aus der Sowjetunion. Band 9: Ferromagnetismus. Folge 2. S. 131 bis 248. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1958. Kart. DM 14.—.

Das vorliegende Heft der physikalischen Abhandlungen aus der Sowjetunion ist dem Ferromagnetismus gewidmet. Neben einer Methode zur Berechnung von

Zustandssummen wird der ferromagnetische Supraleiter, die elektrische Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen und anderes mehr behandelt. Die Thermodynamik der magnetischen Relaxation und der Theorie des Antiferromagnetismus wird in zwei Arbeiten weitergeführt. P. URBAN, Graz

The Magneto-Ionic Theory and its Application to the Ionosphere. A Monograph. Von J. A. RATCLIFFE. Mit 73 Abbildungen, 206 S. Cambridge: At the University Press. 1959. 40 s. net.

Mit dieser Monographie beweist RATCLIFFE, ein Meister der klaren Darstellung, erneut sein Können und beschert der Fachwelt, die sich mit elektromagnetischen Wellen in einem Plasma beschäftigt, eine weitreichende Übersicht und kritische Diskussion all jener mehr oder weniger gut gelösten Probleme, die vor allem für die Radiowellenausbreitung in der irdischen Ionosphäre so bedeutsam sind. Da die Gleichungen, die hierfür unter gewissen Vernachlässigungen abgeleitet werden können, einen sehr verwickelten Aufbau besitzen, so daß mit ihnen nur schwer praktisch gearbeitet werden kann, versucht man mit Näherungen auszukommen. Dies birgt jedoch die Gefahr in sich, daß derartig vereinfachte Formeln auch über ihren Gültigkeitsbereich hinaus verwendet werden und so natürlich zu Fehlschlüssen führen. Es ist unzweifelhaft ein Verdienst des Verfassers, vor diesen Gefahren zu warnen und klar — meist durch entsprechende Zeichnungen unterstützt — die unüberschreitbaren Grenzen solcher Näherungen aufzuzeigen.

Das Buch gliedert sich in vier Hauptteile, deren erster die Ableitung der fundamentalen Gleichungen gewidmet ist. RATCLIFFE geht dabei einmal vom makroskopischen, ein zweites Mal vom mikroskopischen Standpunkt aus, so daß durch diese zweierlei Beschreibung des gleichen physikalischen Geschehens wesentlich tiefere Einblicke gewonnen werden können. Der zweite Hauptteil beschäftigt sich mit der Interpretation der im vorangegangenen Abschnitt abgeleiteten Gleichungen, wobei zunächst einfache Fälle (Medium ohne Magnetfeld, Vernachlässigung der Zusammenstöße u. a.) erörtert werden, die die wesentlichen Erscheinungen verständlich zu machen gestatten. Im Anschluß daran werden aber auch verwickeltere Verhältnisse eingehend behandelt. Schließlich ist der Polarisation der Wellen und der Gruppengeschwindigkeit in diesem Teil des Buches je ein weiteres Kapitel gewidmet. Im Teil III finden nun alle diese vorbereitenden Betrachtungen ihre praktische Anwendung auf die irdische Ionosphäre, wobei der Verfasser zunächst an Hand zweier einfacher Modell-Ionosphären die Hauptmerkmale herausarbeitet, so daß im Anschluß daran in logischem Aufbau die gesamte Problematik aufgerollt werden kann. Ergänzt werden diese drei tiefschürfenden und kaum noch einen Wunsch offen lassenden Kapitel durch einige zusätzliche Betrachtungen im Teil IV des Buches, der sich mit dem umstrittenen „LORENTZ-Term" (§ 15), mit Medien, die neben Elektronen auch noch negative Ionen enthalten (§ 16) und mit speziellen Vorgängen in inhomogenen Medien (§ 17) beschäftigt. Angefügt ist schließlich auch noch im § 18 eine Darstellung des „magneto-ionischen" Mediums als eines Mediums mit anisotroper Dielektrizitätskonstante, wobei von der in mancher Hinsicht übersichtlicheren Tensor-Schreibweise Gebrauch gemacht wird. Der Vergleich mit den Verhältnissen in der Kristalloptik wird dadurch wesentlich erleichtert. Ein umfangreiches Literaturverzeichnis vervollständigt diese Monographie über ein Fachgebiet, das gerade heute im Zeitalter der Satelliten und der Raumfahrt in den Brennpunkt der Forschung gerückt erscheint. Das Buch füllt unzweifelhaft eine bisher bestandene Lücke aus und kann auch Studenten der Physik und Geophysik zum Studium bestens empfohlen werden. O. BURKARD, Graz

Reports on Progress in Physics. Volume XXI (1958). Herausgegeben von A. C. Stickland. Mit zahlreichen Textabb., IV, 383 S. London: The Physical Society. 1958. 63 s.

Der Band enthält Übersichtsartikel über die neuesten Fortschritte einiger physikalischer Teilgebiete.

Der erste Bericht stammt von J. M. Valentine und S. C. Curran und behandelt die Average Energy Expenditure per Ion Pair in Gases and Gas Mixtures. Zuerst wird der Energieverlust theoretisch behandelt und auf die auftretenden Schwierigkeiten bei Verwendung von Gasen, die nicht rein sind, sowie von Gasmischungen hingewiesen. Der Einfluß dieses Energieverlustes bei diversen Strahlungsmessungen die ja hauptsächlich auf Ionisation beruhen, wird einzeln diskutiert.

W. A. Runciman berichtet anschließend über Absorption and Fluorescence Spectra of Ions in Crystals. Die Energieniveaus der Ionen in Kristall werden durch Absorptions- und Fluoreszenzspektren bestimmt. Zuerst wird die experimentelle Anordnung beschrieben und dann die Ergebnisse für die einzelnen Kristallgruppen gesondert besprochen.

Als dritter Artikel folgt nun: Electromagnetic Excitation of Nuclei by Nuclear Projectiles and Electrons von R. Huby. Der Bericht beginnt mit den theoretischen Berechnungen und schließt mit den experimentellen Ergebnissen. In beiden Fällen wird die Anregung durch Protonen und α-Teilchen oder durch Elektronen getrennt untersucht und die Ergebnisse abschließend verglichen. Im Anhang wird die magnetische Anregung behandelt.

Im nächsten Abschnitt berichtet P. Fatt über Physics of Nerve Processes. Er behandelt vor allem die elektrischen Eigenschaften der Oberfläche einer Nervenfaser und analoger Stoffe und beschreibt die Erzeugung von Nervenimpulsen durch Änderung des Membranpotentials.

The Theory of Collective Excitations in Nuclei von D. M. Brink beinhaltet die Fortschritte, die bei der theoretischen Beschreibung der Atomkerne erzielt wurden. An Hand des Energiespektrums der Kerne wird die Abhängigkeit von kollektiven Bewegungen, von Bewegungen der Einzelnukleonen und von Oberflächenschwingungen diskutiert.

Die verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Kristallstruktur mit Hilfe von Elektronenbeugungsversuchen werden im anschließenden Artikel Fourier Methods in Structure Analysis by Electron Diffraction von J. M. Cowley und A. L. G. Rees behandelt. Die Verfasser zeigen anschaulich beide Wege um einen Kristallaufbau analysieren zu können. Dieser wird aus der Intensität der gebeugten Elektronen und aus dynamischen Effekten, die durch eine erweiterte Bethe-Theorie der Elektronenbeugung erklärt werden, geschlossen. Es werden anschauliche Beispiele gebracht und anschließend auch direkte Beobachtungen auf elektronenoptischem Wege untersucht. Der Artikel ist mit 33 Abbildungen versehen.

Über das Studium der spezifischen Wärme, sowohl theoretisch als auch experimentell, wird von D. H. Parkinson berichtet. Der Artikel The Specific Heats of Metals at Low Temperatures gliedert sich in vier Teile: Kristallgitter, Leitungselektronen im Metall, Supraleiter und Seltene Erden. Abschließend werden die für die Bestimmung der spezifischen Wärme in der Nähe des absoluten Nullpunktes notwendigen Vorrichtungen beschrieben.

Der nächste Aufsatz Mesonics Atoms von D. West behandelt zuerst die Energieniveaus der Mesonatome und anschließend die Messung der durch Mesonsprünge verursachten Röntgenstrahlen, wobei auf die Unterschiede bei Verwendung von μ-, π- und K-Mesonen genau eingegangen wird. Kurz besprochen wird auch jener

Fall, wenn an die Stelle von Elektronen Hyperonen treten, wobei die K-Schale innerhalb des Kernes liegt. Die bereits bekannten Energietönungen bei Reaktionen mit Mesonmolekülen sind angeführt und werden erklärt.

Der letzte Abschnitt Production and Measurement of High Temperatures von W. Lochte-Holtgreven beinhaltet die Messung hoher Temperaturen und die verschiedenen Möglichkeiten zur Erzeugung derselben (10 000 bis 70 000° K). Im ersten Teil werden auch die Eigenschaften von Plasmen, wie Viskosität, elektrische und Wärmeleitfähigkeit, diskutiert.

Das Buch ist für jene, die an einem der angeführten Artikel beruflich interessiert sind, unentbehrlich. H. Zingl, Graz

Einführung in die Kernphysik. Von W. Riezler. Sechste, erweiterte Auflage. Mit 130 Bildern im Text, 24 Bildern auf Tafeln, 1 Tabellenanhang und 1 farbigen Isotopen-Tafel, VIII, 382 S. München: R. Oldenbourg. 1959. Brosch. DM 31.50, geb. DM 36.—.

Die vorliegende sechste, erweiterte Auflage des bekannten Werkes ist vom Verfasser vollständig neu bearbeitet worden und paßt sich damit durchaus dem Stand der heutigen Kernphysik an, soweit er in dem vom Verfasser beabsichtigten Rahmen lehrbuchmäßig behandelt werden kann. Im Vergleich mit der in dieser Zeitschrift vor Jahren besprochenen fünften Auflage kann man im allgemeinen eine stärkere Gliederung des Stoffes feststellen, welche eine größere Übersicht zur Folge hat. Dies ist besonders bei der Behandlung der Teilchenbeschleuniger und der Methoden zum Nachweis ionisierender Strahlen festzustellen. Einige Teile, wie der Abschnitt über Reaktoren oder eine kurze Behandlung der Parität, sind neu hinzugekommen. Gewisse Abschnitte, z. B. über Radioaktivität, Elementarteilchen oder die Systematik der Atomkerne wurden zum Teil stark erweitert. Auch dies kann in jeder Hinsicht als Gewinn gewertet werden. Daß der Verfasser an manchen Stellen mehr Formeln anführt, scheint dem Rezensenten ebenfalls zur größeren Übersichtlichkeit und Klarheit beizutragen. Denn so begrüßenswert für den Rahmen des Buches der Wunsch auf möglichst weitgehenden Verzicht der Mathematik ist, können manche Ergebnisse erst auf Grund einer formelmäßigen Darstellung entsprechend eingeschätzt werden. Die im Anhang angeführte deutschsprachige Literatur ist dem neusten Stand angepaßt und ermöglicht dem speziell interessierten Leser ein tieferes Eindringen in die jeweiligen Probleme.

Das vorliegende, gut eingeführte Buch hat also durch die Neubearbeitung noch gewonnen und wird sich genau wie die vorhergehenden Auflagen rasch einen großen Leserkreis erwerben. N. Pucker, Graz

Tabellen zur Röntgen-Emissions- und Absorptions-Analyse. Von K. Sagel. [Anleitungen für die chemische Laboratoriumspraxis: Band IX.] VII, 135 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1959. Flexibler Plastikeinband DM 27.—.

Durch das Erscheinen der „Tabellen zur Röntgen-Emissions- und Absorptions-Analyse" steht nunmehr dem Chemiker für die Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen das notwendigste Hilfsmittel zur Verfügung. In Verbindung mit dem vom gleichen Verfasser herausgegebenen „Tabellen zur Röntgenstrukturanalyse" kann der Analytiker nunmehr die Röntgenspektroskopie für chemisch analytische Zwecke in vollem Umfange heranziehen. In der Einleitung wird eine kurze Zusammenfassung über die Grundlagen der Röntgenspektroskopie gegeben, die als sehr gelungen zu bezeichnen ist. Außerdem findet der Leser zahlreiche Hinweise zur Benutzung der Tabellen und eine ausführliche Übersicht über die neueren Veröffentlichungen.

Das Erscheinen dieses Werkes ist lebhaft zu begrüßen und kann es jedem an der Röntgenspektroskopie interessierten Fachkollegen aufs wärmste empfohlen werden. P. Urban, Graz

Optik. Von A. Sommerfeld †. Zweite Auflage. Bearbeitet und ergänzt von F. Bopp und J. Meixner. Mit 97 Figuren, XV, 348 S. (Vorlesungen über theoretische Physik: Band IV.) Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1959. Geb. DM 16.50.

Die zweite Auflage von Band IV Optik der Vorlesungen über theoretische Physik von Arnold Sommerfeld wurde von F. Bopp und J. Meixner bearbeitet und ergänzt. Gegenüber der ersten Auflage, welche vom Referenten seinerzeit besprochen wurde, zeigt die zweite im allgemeinen nur geringfügige Änderungen und sucht den Charakter des Werkes zu wahren. Neu formuliert wurde der Abschnitt über optische Aktivität (29), über das Youngssche Prinzip (44) und die Cerenkov-Strahlung (47). Auch die Behandlung der Beugung am engen Spalt (39) wurde vereinfacht. P. Urban, Graz.

Die heterogenen Gleichgewichte. Von R. Vogel. Zweite bearbeitete Auflage. Mit 514 Abb., XXI, 728 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig K.-G. 1959. Geb. DM 54.—.

„Die heterogenen Gleichgewichte" haben nach der Loslösung aus dem Handbuch der Metallphysik den umfassenden Charakter beibehalten, so daß dieses Werk auch allein einen weiten Interessenkreis finden wird.

Die Ausführlichkeit und Vollständigkeit der gebrachten 20 binären Fälle und 64 ternären Fälle von Zustandsdiagrammen sind vorbildlich. Sie werden nach den Grundlagen der Gleichgewichtslehre und den Einstoffsystemen dargelegt; abschließend werden noch die Vierstoffsysteme erwähnt.

Nicht nur die erwarteten Schmelzdiagramme kommen zur Besprechung, sondern auch die Dampfgleichgewichte in allen möglichen Zweistoffsystemen, entsprechend dem Roozeboomschen Raummodell; während bei den Dreistoffsystemen zweckmäßigerweise die Dampfphase nur in den wesentlichen Fällen eine Berücksichtigung findet. Die Kristallisationsvorgänge werden nicht mehr nach der alten Klassifikation erfaßt, sondern einfach numeriert, vielleicht wäre das mit Symbolen anschaulicher und gemeinsam für die Mehrstoffsysteme besser zu machen, denn in der vorgebrachten Vielfalt ist jeder Einblick zuerst verwirrend und hiebei wäre eine deutliche systematische Bezeichnung sehr förderlich. Auch die Bezeichnung Peritektikum wird nicht mehr gebraucht und nach der Ablehnung der Atomistik findet sich kein Hinweis über den Zusammenhang der Lage der Verbindung im Diagramm mit ihren Zusammensetzungen; gerade metallische Systeme zeigen in atomarer Auftragung viele interessante Beziehungen.

Besonders hervorzuheben wären die in einigen Fällen beispielsweise gezeigten unrichtigen Verläufe von Gleichgewichtskurven, um jeden falschen Eindruck auszuschließen. Dann sind vermutlich durch die Übertragung aus der ersten Auflage einige Verwechslungen in den Bildbeschriftungen und an Literaturzitaten zu bemerken, wobei neuere Literaturhinweise noch möglich wären. Überhaupt sollten in den Oberbezeichnungen der Seiten die Angaben der Kapitel gemacht werden, die dem Leser die Literaturzusammenstellungen am Ende jedes dieser Kapitel leichter finden lassen.

Gerade dieses Handbuch von größerem Umfang wird auch von dem Fache fernerstehenden Naturwissenschaftern vielfach benutzt werden, denen ein rasches und richtiges Zurechtfinden leicht gemacht sein soll. Dazu dienen in bester Weise ein ausführliches Inhaltsverzeichnis, mehr als fünfhundert Abbildungen und verschiedene Register. E. Schwarz-Bergkampf, Leoben

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5. — Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. Paul Urban, Graz, Institut für Theoretische Physik der Universität. — Druck: Berger & Schwarz, Zwettl, N.-Ö.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

Zusammenfassungen: Der Abhandlung vorangestellt wird eine zusammenfassende Übersicht in Kleindruck. Sie dient als einführender erster Überblick für den Leser und als Vorlage für die Referenten der Referatenblätter. Die Übersicht soll trotz gedrängter Darstellung alles enthalten, was der Verfasser an seiner Arbeit in bezug auf Problemstellung, Methodik und Ergebnisse für unerläßlich zu ihrer Beurteilung hält. Zu einer Beurteilung auch durch den Nichtfachmann!

Tabellen: Die Übersichtlichkeit einer Tabelle und damit das Erreichen ihres Zweckes kann sehr gefördert werden durch Sorgfalt in der Wahl der Überschriften sowohl für die Tabelle als Ganzes als für die einzelnen Zeilen und Kolonnen. Die gewählten Einheiten müssen klar ersichtlich, die Abkürzungen verständlich sein.

Abbildungen: Sie müssen, wenn auch nur skizziert, doch so weit ausgeführt sein, daß für den dem Thema fernstehenden Verlagszeichner keine Unklarheiten bestehen. Jede Zeichnung ist zu beschriften; die Beschriftung soll das Lesen der Zeichnung auch ohne langes Suchen im Text ermöglichen. Sie ist, als Beschriftung der Abb. Nr.... kenntlich gemacht, an der gewünschten Stelle des Textes einzufügen. Die Zeichenvorlage ist der Abhandlung auf gesondertem Blatt, das zwecks Vermeidung von lästigen Verwechslungen durch Autorennamen und Arbeitstitel gekennzeichnet sein soll, beizulegen. Man vergesse nicht, daß Figurenwiedergabe und Textherstellung zwei gesonderte Arbeitsgänge sind, die erst nach der ersten Korrektur zusammenlaufen.

Formeln: Der Setzer versteht im allgemeinen nichts vom Sinn der Formeln und hält sich genau an die Vorlage. Korrekturen an gesetzten Formeln bedingen einen unverhältnismäßig großen Aufwand an Mehrarbeit. Unverhältnismäßig in bezug auf die geringe Mehrarbeit, die der Verfasser hat, wenn er Buchstaben und Formelzeichen deutlich und unmißverständlich schreibt, bzw. malt. — Die Formelzeichen sollen womöglich den AEF-Normen entsprechen oder den in den beiden Handbüchern der Physik verwendeten Zeichen angeglichen sein. — Längere mathematische Ableitungen sollen gegebenenfalls in einem mathematischen Anhang zusammengestellt werden; soweit gekürzt, daß der Fachmann den Rechengang übersehen und eventuell kontrollieren kann. Im Text ist raumsparende Schreibweise anzuwenden, also $(a + b)/c$ statt $\frac{a+b}{c}$ oder $e^{-E/kT}$ statt $e^{-\frac{E}{kT}}$.

Zitate ebenso wie Anmerkungen werden als Fußnoten mit durch die Arbeit fortlaufender Numerierung (zur Erleichterung der Rückverweisung, bzw. zur Vermeidung unnötiger Wiederholungen) gebracht. Als Zitatmuster (vergleiche die Handbücher oder die S.-B. der Akademie): A. J. Dempster, Nature 136, 180 (1935).

Autorenkorrekturen, das heißt nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Herausgeber, Schriftleitung und Verlag

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Instationäre Wärmespannungen

Von

Heinz Parkus

o. Professor an der Technischen Hochschule in Wien

Mit 34 Textabbildungen. V, 166 Seiten. Gr.-8°. 1959

Ganzleinen S 228.—, DM 38.—, sfr. 38.90, $ 9.05

„Das Buch gibt einen guten Überblick über das Gesamtgebiet in einheitlicher Darstellung und orientiert über die hier auftretenden Probleme bis zu den neuesten Forschungsergebnissen. In jedem Abschnitt werden die Grundgleichungen aufgestellt. Da das Hookesche Gesetz bei den im Maschinenbau oft vorkommenden hohen Temperaturen nicht mehr gilt, hat Parkus dem Buche zwei Kapitel über viskoelastische und elastoplastische Körper eingefügt, unter Beschränkung auf in den Ableitungen lineare Verformungsgesetze. Die Anwendung der Grundgleichungen auf etwa 20 sorgfältig und gründlich durchgerechnete Beispiele wie Spannungen beim Punktschweißen, beim Ziehen einer Schweißnaht, Spannungen in dickwandigen Rohren, Wärmeschock, geben dem Buch einen besonderen praktischen Wert, der noch erhöht wird durch das über 250 Arbeiten umfassende Literaturverzeichnis." *Schweizerische Bauzeitung*

Zu beziehen durch Ihre Buchhandlung

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

ASTRONAUTICA ACTA

Organ der Internationalen Astronautischen Föderation

Ab Januar 1960 (Band VI) herausgegeben von

Prof. Theodore von Kármán
U.S.A.

Unter Mitwirkung von

Prof. **Leonid I. Sedov**, U.S.S.R.
Dr. **Frank J. Malina**, U.S.A
Dr. **Irene Sänger-Bredt**, Deutschland
Prof. **Raymond Siestrunck**, Frankreich

Jahresbezugspreis (1 Band zu 6 Heften): S 252.—, DM 42.—, sfr. 43.—, $ 10.—. Die Bände I (1955) bis IV (1958), je 4 Hefte, sowie der Band V (1959), 6 Hefte, sind noch komplett lieferbar und kosten je Band: S 252.—, DM 42.—, sfr. 43.—, $ 10.—.
Einzelheftpreise auf Anfrage.

Mitglieder der an die IAF (Internationale Astronautische Föderation) angeschlossenen Gesellschaften erhalten die Zeitschrift zu einem um 20% ermäßigten Bezugspreis.

Der rasche Fortschritt in der Verwirklichung der Astronautik geht einher mit einer allgemeinen Vertiefung und Ausweitung der Forschung auf zahlreichen Gebieten der Naturwissenschaften und der Technologie, die für astronautische Probleme Bedeutung haben. In gleichem Maße haben sich die fachlichen Publikationen vermehrt. Unter allen diesen Veröffentlichungen nehmen die „Astronautica Acta", das offizielle Organ der Internationalen Astronautischen Föderation, eine Sonderstellung ein: als **internationales wissenschaftliches Archiv** bringen sie Arbeiten von höchstem Niveau jeweils in der Originalsprache, gefolgt von mehrsprachigen Resümees.

Band VI / Heft 1

Inhaltsübersicht

Kármán, T. von (Pasadena, Calif.): Introductory Note. — **Sänger, E.** (Stuttgart): Atomraketen für Raumfahrt. — **Sedov, L. I.** (Moscow): The Orbits of Cosmic Rockets towards the Moon. — **Krassovsky, V. I.** (Moscow): Results of Scientific Investigations Made by Soviet Sputniks and Cosmic Rockets. — **Lawden, D. F.,** and **R. S. Long** (Christchurch, New Zealand): The Theory of Correctional Manoeuvres in Interplanetary Space. — **Stingelin, V.** (Zürich): Isotherme Düsenströmungen. — **Kalitzin, N. St.,** und **G. St. Kalitzin** (Sofia): Über eine Möglichkeit, den Schub von Raketen zu vergrößern (Vorläufige Mitteilung).

Zu beziehen durch Ihre Buchhandlung

Diesem Heft liegen Prospekte der Akademischen Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig, des EC-Labor, Starnberg/See, und des Georg Thieme Verlages, Stuttgart, bei.